

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SERGIPE
NÚCLEO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Sobre a Fração de Bárions em Aglomerados de Galáxias

TARCÍSIO ALVES DE ARAUJO BARRETO

Universidade Federal de Sergipe
Cidade Universitária Prof. José Aloísio de Campos
São Cristóvão - SE - Brasil

2018

TARCÍSIO ALVES DE ARAUJO BARRETO

Sobre a Fração de Bárions em Aglomerados de Galáxias

Dissertação de mestrado apresentada ao Núcleo de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Sergipe como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Astrofísica.

Orientador: Dr. Rodrigo Fernandes Lira de Holanda

São Cristóvão

2018

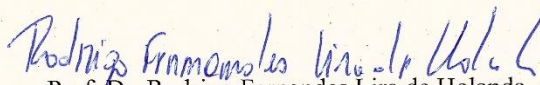
UNIVERSIDADE FEDERAL DE SERGIPE
Núcleo de Pós-Graduação em Física


“Sobre a Fração de Bárions em Aglomerados de Galáxias”

por

Tarcísio Alves de Araujo Barreto

Dissertação de mestrado **APROVADA** em sessão pública no dia trinta e um de outubro do ano dois mil e dezoito perante a banca examinadora constituída pelos seguintes professores:


Prof. Dr. Rodrigo Fernandes Lira de Holanda
(NPGFI-UFS)


Prof. Dr. Marcelo Medeiros Guimarães
(DFI-UFS)


Prof. Dr. Raimundo Silva Júnior
(DFTE-UFRN)

Agradecimentos

À minha família, em especial aos meus pais por todo amor, apoio e incentivo e as minhas irmãs;

Agradeço ao meu orientador Dr. Rodrigo Fernandes Lira de Holanda pela sua grande ajuda, orientação e conselhos;

Ao amigo Guilherme Martins, pela contribuição dada a este trabalho;

Aos professores do curso de Astrofísica;

À CAPES pelo apoio financeiro.

“Nós somos uma maneira do Cosmos conhecer a si mesmo” Carl Sagan

Resumo

As maiores estruturas conhecidas no universo são os aglomerados de galáxias, que possuem massas que variam entre 10^{14} - 10^{15} massas solares. Do ponto de vista cronológico, estas configurações são relativamente recentes e estariam colapsando gravitacionalmente em um processo hierárquico em redshifts menores que 1.5. Em simulações hidrodinâmicas envolvendo o modelo padrão da cosmologia, um resultado importante é que a fração de massa do gás (massa do gás / massa total) destas estruturas é constante com o redshift. Muito recentemente, alguns autores utilizando exclusivamente dados observacionais (sem uso de simulações) verificaram a constância da fração de gás (f_{gas}) com o redshift. Foram usados dados da fração de massa do gás de aglomerados de galáxias (obtidas de observações em raios-X) e distâncias de luminosidade de supernovas do tipo Ia. Os aglomerados foram considerados em equilíbrio hidrostático, isotérmicos e com morfologia esférica. Nesta dissertação, nós seguimos a metodologia utilizada nestes estudos prévios para investigar se diferentes hipóteses com respeito a morfologia e perfil de temperatura dos aglomerados de galáxias modificam as conclusões sobre o comportamento da fração de massa do gás. Como resultado básico, constatamos que não houveram mudanças significativas nas conclusões.

Palavras-chave: aglomerados de galáxias, fração de gás, parâmetro de depleção

Abstract

The largest structures known in the universe are clusters of galaxies, which have masses ranging from 10^{14} - 10^{15} solar masses. From the chronological point of view, these configurations are relatively recent and would be collapsing gravitationally in a hierarchical process in redshifts smaller than 1.5. In hydrodynamic simulations involving the standard model of cosmology, an important result is that the gas mass fraction (gas mass / total mass) of these structures is constant with redshift. Very recently, some authors using exclusively observational data (without simulations) verified the constancy of the gas fraction (f_{gas}) with the redshift. The mass fraction of the galaxy clusters gas (obtained from X-ray observations) and luminosity distances of type Ia supernovae were used. The galaxy clusters were considered in hydrostatic equilibrium, isothermal and with spherical morphology. In this dissertation, we follow the methodology used in this previous study to investigate whether different hypotheses regarding the morphology and temperature profile of galaxy clusters modify the conclusions about the behavior of the mass fraction of the gas. As a basic result, we found that there were no significant changes in the conclusions.

Keywords: galaxy cluster, gas fraction, depletion factor

Lista de Figuras

Figura 1.1: Curvas de velocidade-distância originalmente feitas por Hubble.....	4
Figura 1.2: Representações em 2D da curvatura do universo	11
Figura 2.1: Distribuição das galáxias em larga escala até $z \sim 0.25$	17
Figura 2.2: Emissão de rádio da galáxia ativa NGC 7720 no aglomerado Abell 2634.....	18
Figura 2.3: Simulação computacional que mostra uma distribuição de galáxias no universo.	19
Figura 2.4: Aglomerado no visível e em raios-X	21
Figura 2.5: Espectro da radiação cósmica de fundo distorcida pela influência do ESZ.....	22
Figura 2.6: Lentes gravitacionais no aglomerado de galáxias Abell 2218.....	23
Figura 2.7: Massa M_{500} em função da temperatura de raios-X para a amostra do aglomerado de galáxias HIFLUGCS.....	29
Figura 2.8: Correlação entre Luminosidade de raios-X e Massa para um total de 106 amostras de aglomerados	30
Figura 2.9: Calibração de $M_{\text{Tot}} - Y_X$	34
Figura 4.1: Dados de f_{gas} do Chandra, RCF e supernovas SN Ia no plano (Ω_m, Ω_Λ).....	45
Figura 4.2: Dados de f_{gas} do Chandra, RCF e supernovas SN Ia no plano (Ω_m, ω).....	46
Figura 4.3: Conjunto de dados de $f_{\text{gas}} + \text{RCF} + \text{SN Ia}$ para o modelo mais geral de energia escura no plano ($\Omega_m, \omega_0, \omega_{\text{et}}$).....	47
Figura 5.1: Restrições na possível evolução temporal de $\gamma(z)$ utilizando medidas de f_{gas} e D_A de Bonamente et al. (2006), ambas com o cut model.....	55
Figura 5.2: Restrições na possível evolução temporal de $\gamma(z)$ utilizando medidas de f_{gas} com o cut model e D_A pelo modelo ΛCDM a partir dos dados do Planck.....	56

Lista de Tabelas

Tabela 1: Síntese dos priors utilizados nesse trabalho	51
--	----

Sumário

Resumo	vi
Abstract.....	vii
Lista de Figuras.....	viii
Lista de Tabelas	ix
Introdução	1
1 Revisão da cosmologia	3
1.2 A teoria da relatividade.....	7
1.2.1 A teoria da relatividade especial	7
1.2.2 A teoria da relatividade geral	8
1.3 A métrica de Friedmann-Robertson-Walker e as equações de Friedmann	10
1.4 A dinâmica cosmológica e parâmetros gerais	12
1.4.1 Densidade crítica e parâmetro de densidade	12
1.4.2 Parâmetro de desaceleração	13
1.4.3 Medindo distâncias na cosmologia	14
1.4.3.1 Distância luminosa	14
1.4.3.2 Distância angular	15
2 Aglomerados de galáxias	16
2.1 Propriedades básicas.....	16
2.2 Propriedades observáveis dos aglomerados	19
2.2.1 Aglomerados observados no óptico	19
2.2.2 Aglomerados observados em raios-X	20
2.2.3 Aglomerados observados em microondas.....	21
2.2.4 Aglomerados observados por lentes gravitacionais	22
2.3 Cálculo da massa dos aglomerados de galáxias	24
2.3.1 Massa de aglomerados através do teorema do virial.....	24
2.3.2 Massa conforme o gás do MIA	25

2.3.3	Massa total de um aglomerado.....	27
2.4	Relações de escala de aglomerados de galáxias	28
2.4.1	Massa-Temperatura.....	28
2.4.2	Massa-Luminosidade	30
2.4.3	Massa- Y_X	31
3	Testes cosmológicos a partir de aglomerados galácticos.....	35
3.1	Contagem de aglomerados de galáxias.....	35
3.1.1	A função de massa das galáxias	35
3.1.2	Contagem de aglomerados e volume comóvel.....	37
3.1.3	Vínculos e modelos de evolução de energia escura	38
3.2	Levantamentos.....	39
4	Fração de bárions	42
4.1	Testes e vínculos.....	43
4.2	Parâmetro de Depleção - $\gamma(z)$	47
5	Parâmetro de Depleção para diferentes tipos morfológicos	50
5.1	Metodologia.....	50
5.1.1	Análise estatística.....	51
5.2	Medidas	51
5.2.1	Distância de diâmetro angular via ESZ e raios-X.....	51
5.2.2	Fração de Massa do gás em raios-X	52
5.3	Dados	53
5.4	Resultados e discussão.....	55
6	Conclusões	57
	Referências Bibliográficas	58

Introdução

O último século foi repleto de importantes descobertas na astronomia. Há pouco mais de cem anos, por exemplo, especulava-se a existência de exoplanetas e de outras galáxias, mas não haviam dados científicos para sua comprovação. No cenário da cosmologia, isso não foi diferente. Acreditávamos que o universo era estático e que tinha apenas alguns milhões de anos de idade e não os atuais 13.7 bilhões de anos que conhecemos atualmente. Hoje já estamos a par da existência de bilhões de galáxias dentro do nosso horizonte e construímos diversos modelos para sua evolução cosmológica. Nesse sentido, uma descoberta bastante relevante foi a descoberta da expansão acelerada do universo através das análises de observações de supernovas do tipo Ia (SN Ia) [1, 2, 3].

Com a descoberta da aceleração do universo, foi suposta a existência da energia escura, componente que permeia todo o universo, mas cuja composição é desconhecida [4]. Descobriu-se também através de dados de galáxias e aglomerado, indícios de matéria escura, cuja natureza também é desconhecida. Atualmente, o modelo cosmológico mais utilizado é o *Modelo Cosmológico Padrão* (MCP), chamado de modelo Λ CDM (Lambda-CDM), que considera o universo acrescido de matéria escura fria (CDM) e dominado por uma constante cosmológica (Λ). Este modelo é baseado no princípio cosmológico e na Teoria da relatividade Geral (TRG), aliado à teoria da física das partículas elementares, e é o que melhor descreve observacionalmente o universo desde o seu surgimento até os dias atuais [5].

No ponto de vista da cosmologia, os aglomerados de galáxias – que são os maiores sistemas no universo – constituem um importante laboratório para estudos na área por serem excelentes “régua padrões”. Nesse sentido, uma quantidade de interesse é a fração de gás (f_{gas}). Podemos estimar a fração de gás observável, que depende da distância de diâmetro angular (D_A) do aglomerado de galáxia em questão, com base no perfil de densidades e através do efeito Sunyaev-Zel’dovich (ESZ) e do brilho superficial de raios-X. É possível estimar a distância angular dos aglomerados através da união do brilho superficial de raios-X com o ESZ. Os aglomerados de galáxias são, portanto, sistemas de referência no que diz respeito ao estudo da evolução galáctica, da interação entre elas e com o meio intra-galáctico, à restrição de parâmetros associados à energia escura e no estudo da distribuição da matéria escura. Além disso, eles servem como indicadores da densidade de matéria no universo e também para obtenção de vínculos cosmológicos [6, 7, 8, 9].

O principal objetivo deste trabalho é o de estimar observacionalmente o fator de depleção, quantidade que está relacionada à fração de gás dos aglomerados de galáxias e a partir disto analisar como ela evolui com o redshift. Vamos analisar diferentes hipóteses para diferentes perfis de densidade e temperatura de aglomerados e veremos como isso pode interferir nos resultados.

Esta dissertação está organizada da seguinte forma. No primeiro capítulo, fazemos um resumo da cosmologia destacando os principais modelos e parâmetros utilizados nesse trabalho. No segundo capítulo, discutimos as principais propriedades dos aglomerados de galáxias, as formas de medição de sua massa e as relações de escala. No terceiro capítulo, veremos como os aglomerados são usados como fontes de testes em cosmologia. No quarto capítulo, introduzimos a medida de fração de bárions (f_{gas}) e do parâmetro de depleção $\gamma(z)$. No quinto e último capítulo, apresentamos as amostras utilizadas, a metodologia utilizada e, em seguida, discutimos os nossos resultados.

Capítulo 1

Revisão da cosmologia

1.1 Introdução geral da cosmologia

Em linhas gerais, a cosmologia é definida como o ramo da astronomia que estuda a origem e evolução do universo em sua totalidade. Assim como em outros ramos da ciência, o seu desenvolvimento só foi possível graças a importantes avanços tecnológicos. De fato, o nosso entendimento do universo na linguagem científica é bastante recente. Mais precisamente, foi a partir do século 16 que o nosso entendimento do movimento planetário e do universo passou a adquirir um formalismo científico mais robusto [10]. Nicolau Copérnico (1473-1543), através da sua obra '*Sobre a Revolução das Orbes Celestes*' (1543) propôs a idéia do heliocentrismo para poder simplificar o modelo de Ptolomeu (geocentrismo). Logo em seguida, Johannes Kepler (1571-1630), fazendo uso de dados observacionais obtidos por Tycho Brahe (1546-1601) – através de sextantes, quadrantes e outros instrumentos (não existia telescópio na época) – formulou as leis que descrevem as órbitas planetárias como elípticas, assim deixando de lado a concepção de um universo circular como apontado por Copérnico e Ptolomeu (90-168) [11].

Em 1609, Galileu Galilei (1564-1642), sendo o primeiro a apontar um telescópio para o céu, fez descobertas até então inimagináveis, como crateras e montanhas na Lua, manchas solares, etc. No ano de 1664, Isaac Newton (1643-1727) formulou a sua lei da gravitação [12] a partir da terceira lei de Kepler. Nessa, é possível descrever a aceleração de objetos na Terra além de órbitas planetárias em sistemas em que Newton julgava haver interação gravitacional instantânea. A suposição de que a luz viajava instantaneamente foi derrubada pelo astrônomo dinamarquês Ole Romer (1644-1710) em 1676 [10, 13]. Desde a primeira observação feita por Galileu até o início do século XX, foram diversas as contribuições para o nosso conhecimento acerca da estrutura da nossa galáxia e de sistemas galácticos e extragalácticos. No campo da cosmologia, um dos personagens mais importantes foi Edwin Hubble (1889-1953) que, utilizando um telescópio no observatório do monte Wilson, verificou que as nebulosas espirais eram sistemas extragalácticos. Daí então nascia a cosmologia moderna [14]. Hubble também criou um sistema de classificação de galáxias a partir dos seus tipos

morfológicos (1926) [15]. Logo em seguida, em 1929, Hubble notou que as galáxias estavam se afastando de nós com uma velocidade de recessão v proporcional à distância r que as separam da nossa galáxia, constituindo assim a primeira evidência da expansão do universo [16]. A relação velocidade-distância é escrita matematicamente através de equação linear $v = H_0 r$ e é conhecida como *lei de Hubble* com o termo H_0 sendo denominado *constante de Hubble* para o tempo atual [10, 17, 18]. O que mais chamou atenção nessa descoberta foi a utilização de poucas amostras observacionais, como mostrada na figura 1.1.

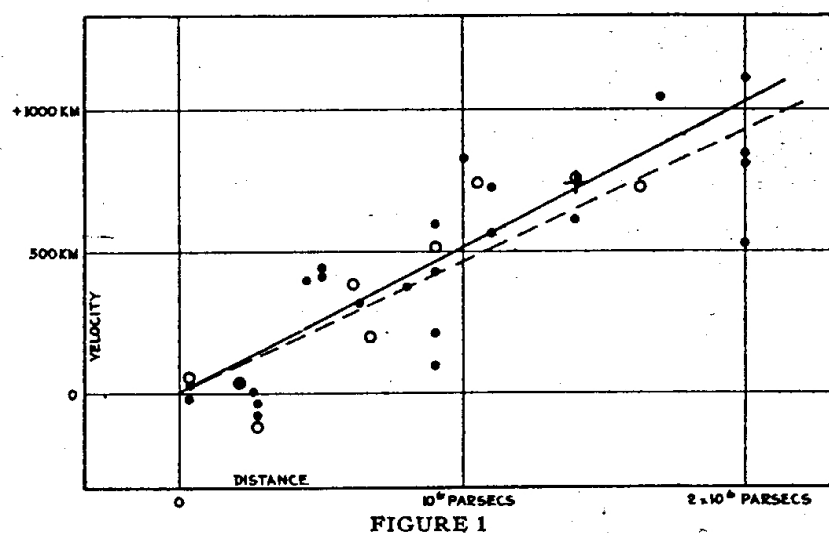


Figura 1.1: Curvas de velocidade-distância originalmente feitas por Hubble, mostrando a velocidade de afastamento das galáxias em função de suas distâncias. Fonte: [16].

Pouco antes, em 1905, Albert Einstein (1879-1955) formula a *Teoria da Relatividade Especial* (TRE), que considera o espaço e tempo de forma conjunta, ao contrário da mecânica de Newton. Einstein postulou em sua teoria que a luz possui uma velocidade constante c , isto é, a velocidade da informação não é mais instantânea, como pensava Newton. Em 1915, Einstein desenvolve a sua *Teoria da Relatividade Geral* (TRG), o que culminou em uma nova teoria para a gravitação. Logo em seguida, em 1917, Einstein desenvolve um novo trabalho [19] no qual, partindo de sua TRG, considera um modelo para o universo com matéria, estático e esférico com soluções para um universo *homogêneo* e *isotrópico* [10, 18, 20, 21]. A combinação dessas duas características observáveis levou Einstein a propor o *princípio cosmológico* (1917) que é somente válido para largas escalas (acima de 100 MPC) [10]. Em poucas palavras, o princípio cosmológico nos diz que o universo parece ser o mesmo em todas as direções observadas e, ao mesmo tempo, que não estamos posicionados em um local

privilegiado no universo, o que pode ser verificado a partir de dados da radiação cósmica de fundo (RCF) e de observações da distribuição de galáxias no universo.

Contrariando as soluções originais para o universo que encontrou com as suas equações de campo da TRG, Einstein introduziu a constante cosmológica (Λ), propondo um modelo cosmológico de um universo estático com geometria fechada e de tamanho finito. Neste mesmo ano, Willem de Sitter (1872-1934) [22] encontrou soluções para um universo estático e sem matéria. No período entre 1922 e 1924, Alexander Friedmann (1888-1925) [23, 24] publicou dois artigos que previam a expansão e contração (recolapso) do universo através de soluções das equações de campo da TRG, o que divergia do modelo estático proposto por Albert Einstein. Primeiramente, Friedmann obteve soluções para um universo em expansão com geometria fechada e para um universo que se expande até um máximo e em seguida entra em colapso. Friedmann também buscou soluções para um universo em expansão com geometria hiperbólica. No ano de 1927, o padre belga Georges Lemaître (1894-1966) [25] chegou de maneira independente aos mesmos resultados que Friedmann obteve e só a partir daí perceberam a importância do trabalho de Friedmann para a cosmologia. Em 1932, Einstein, juntamente com de Sitter, propuseram soluções para um universo em expansão sem a constante cosmológica ($\Lambda = 0$), com matéria e de geometria espacial plana, que ficou conhecido como modelo de *Einstein-de Sitter* [26].

Logo após a segunda Guerra mundial, outro avanço significativo ocorreu na cosmologia. George Gamow (1904-1968) percebeu que, para um universo em expansão, existiu uma época em que o mesmo foi bastante quente e dominado pela radiação e que ainda poderia ter surgido de uma singularidade. Esta última idéia é a famosa teoria do *Big Bang*, cujo nome foi sugerido pelo astrônomo Fred Hoyle (1915-2001) em 1950 [21]. A partir de uma sugestão de Lemaître, Gamow tentou explicar a origem dos elementos químicos através da *nucleossíntese primordial*. Gamow trabalhou em colaboração com Ralph Alpher (1921-2007) e Robert Herman (1914-1997) para mostrar que quantidades significativas de ^3He e ^4He foram forjadas no período da nucleossíntese [27]. A RCF também foi prevista pelo trio liderado por Gamow, onde Alpher e Herman encontraram indícios da RCF com temperatura de 5 K [28, 29, 30]. Na década de 60, foram feitas verificações de que os elementos leves D, ^7Li , ^3He e ^4He foram forjados nos primeiros segundos do universo. No ano de 1964 a RCF foi descoberta acidentalmente pelos radioastrônomos americanos Arno Allan Penzias (1933-) e Robert Woodrow Wilson, (1936-) no Bell Laboratories, vindo a ter sua validação no ano seguinte [31]. Esta radiação é remanescente dos estágios iniciais da formação do universo. Mais precisamente, é o sinal eletromagnético na frequência do micro-ondas das regiões mais

longínquas do universo da época que o universo passou de opaco para transparente e tinha idade aproximada de 380 000 anos, além de possuir o espectro de um corpo-negro com temperatura em torno de 2.73 K [18, 21, 10, 5]. Resumidamente, todas essas descobertas são peças independentes que sustentam a idéia do *Big Bang*: (1) a expansão das galáxias descoberta por Hubble; (2) a formação dos elementos leves na nucleossíntese primordial; (3) a isotropia e espectro de corpo-negro da RCF; (4) o fato de que a idade das estrelas mais velhas são da mesma ordem da idade da expansão do universo [21, 10].

A matéria e energia escura são, atualmente, tópicos de bastante interesse por conta de sua natureza misteriosa. Indícios da matéria escura vieram à tona em 1937, quando Fritz Zwicky (1898-1974) [32] através de cálculos da massa do aglomerado Coma descobriu uma discrepância de pelo menos 10 vezes entre a massa atribuída das galáxias e a massa total. No ano de 1970, Vera Rubin (1928-2016) e Kent Ford (1931-) [33], através da medição de curvas de rotação de galáxias, percebeu que a velocidade de rotação da galáxia ao longo do raio galáctico não diminuía como esperado pela mecânica newtoniana. Assim, a *matéria escura* foi sugerida. Na década de 80 o cosmólogo Richard Bond (1950-) sugeriu o termo *Cold Dark Matter* (CDM) para um universo com matéria escura ‘fria’. Outro ponto importante foi o desenvolvimento de novos satélites para estudos mais detalhados e medidas mais refinadas da RCF, que representou um grande avanço para a cosmologia atual, são eles, o *Cosmic Background Explorer*¹ (COBE) lançado em 1989, a sonda *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*² (WMAP) lançada em 2001 e, mais recentemente o *Planck*³, lançado em 2009 e operando até 2013. Cada uma dessas missões forneceu resultados bastante refinados, estes em consonância com o modelo cosmológico padrão atual, o *lambda-Cold Dark Matter* (Λ CDM).

Em 1998, dois grupos (Riees et al. [34] e Perlmutter et al. [35]) publicaram, independentemente, análises de observações das supernovas SN Ia, cujos resultados foram inesperados. O diagrama *Hubble-Sandage*, que descreve o brilho dos objetos em função do redshift observado, mostrou que o universo está em expansão acelerada ao invés de uma expansão desacelerada. Logo, a explicação atribuída a essas observações foi que deve existir um conteúdo energético, predominantemente repulsivo, que permeia todo o universo. Tal

¹ O COBE foi posto em uma órbita ao redor da Terra e cobriu todo o céu com seus instrumentos operando entre 1 μ m - 1 cm. O instrumento DMR escaneou o céu por flutuações da RCF em três faixas de frequências: 31.5, 53 e 90 GHz (<https://science.nasa.gov/missions/cobe>).

² O WMAP foi colocado em uma órbita no ponto de Lagrange L2, onde cobria todo o céu a cada seis meses através de cinco faixas de frequências que variavam entre 22GHz e 90GHz (13.6mm-3.3mm). (<https://www.nasa.gov/topics/universe/features/wmap-complete.html>).

³ O Planck foi posto em uma órbita no ponto L2 e ficou responsável por cobrir o céu em uma ampla faixa do infravermelho distante com instrumentos de baixa e alta frequência operando em nove frequências entre 30-857 GHz (350 μ m - 1 cm) (<http://planck.caltech.edu/>).

conteúdo recebeu o nome de *energia escura*, cuja real natureza é um dos grandes mistérios tanto para a Física quanto para a Cosmologia, havendo assim diversas proposições de modelos com o objetivo de oferecer uma explicação plausível. A *constante cosmologia* (Λ), por exemplo, pode ser interpretada como sendo a densidade de energia do vácuo dos campos quânticos [36, 37]. Outros prováveis candidatos são: a densidade da energia do vácuo decaindo com o tempo ($\Lambda(t)$); o gás de Chaplygin com equação de estado dada por $p = -A/\rho^\alpha$, com A sendo uma constante positiva; a matéria X com equação de estado dada por $\omega = P_X/\rho_X$ (modelo XCDM); entre outros. A grosso modo, o que sabemos a partir das evidências que temos é que o universo em sua totalidade é constituído por cerca de 73% de energia escura, sendo o restante dividido entre 23% de matéria escura e apenas 4% de matéria visível [3].

1.2 A teoria da relatividade

1.2.1 A teoria da relatividade especial

A partir da inconsistência entre a mecânica Newtoniana e o eletromagnetismo clássico, Einstein formulou a TRE no ano de 1905. Nesta, espaço e tempo passam a fazer parte de um mesmo patamar. No seu artigo “*Sobre a Eletrodinâmica dos Corpos em Movimento*” [38] foram publicados dois postulados que formam a base da TRE: (1) *o Princípio da Relatividade Restrita*, onde as leis físicas são as mesmas em todos os referenciais inerciais e (2) *o Princípio da Constância da Velocidade da Luz* que diz que a velocidade da luz, c , é a mesma em todas as direções e em todos os referenciais inerciais além de ser independente do movimento da fonte [39, 40].

Pela TRE, é possível prever fenômenos tais como a dilatação do tempo e contração do espaço, que se tornam mais evidentes para velocidades muito altas (próximas à da luz). Outra consequência notável é a equivalência entre matéria e energia [21, 39]. Em termos matemáticos, quando se faz necessário relacionar um evento que ocorre em um sistema inercial (O) com outro (O') com velocidade constante V , movimentando-se paralelamente ao eixo X , empregam-se as *transformadas de Lorentz* do sistema $(x, y, z, t) \rightarrow (x', y', z', t')$ da seguinte forma [41, 42]:

$$x' = \gamma(x - Vt), \quad (1.1)$$

$$t' = \gamma\left(t - \frac{V}{c^2}x\right), \quad (1.2)$$

$$y' = y, \quad (1.3)$$

$$z' = z. \quad (1.4)$$

A transformação de coordenadas acima possui todas as informações geométricas da TRE ⁴. A estrutura do espaço-tempo é definida, portanto, pela geometria quadridimensional de Minkowski que é invariante sob as transformações de Lorentz. A grandeza invariante entre dois eventos é definida através de [40],

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2 dt^2. \quad (1.5)$$

Diversos experimentos foram realizados para comprovar a TRE. Um desses experimentos diz respeito ao tempo de desintegração dos muons (mésons μ) dos raios cósmicos [39, 43]. O tempo de desintegração dos muons em repouso no referencial do laboratório é de aproximadamente 2.2×10^{-6} s no tempo próprio. Por outro lado, quando o muon é produzido nas camadas mais altas da atmosfera no momento em que os raios cósmicos colidem com os átomos ao penetrar na mesma em velocidades relativísticas, o tempo de vida média no referencial da Terra passa a ser de $\sim 2.2 \times 10^{-5}$ s. Essa dilatação temporal é uma das principais consequências da TRE.

1.2.2 A teoria da relatividade geral

Publicada por Albert Einstein em 1915, a TRG descreve a influência da distribuição da massa-energia na curvatura do tecido espaço-tempo (distorção) para um espaço não-Euclidiano. Esta teoria se baseou em quatro elementos básicos [10, 39]: (1) o *Espaço Riemanniano*; (2) a influência *da gravidade na luz*, que nos diz que a curvatura do caminho da luz depende da distribuição da massa; (3) o *Princípio da Equivalência* que afirma que o campo gravitacional g em qualquer ponto do espaço pode ser substituído por um referencial

⁴ Sendo $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ o fator de contração de Lorentz.

acelerado a ; e (4) o *Princípio da Covariância* que afirma que as leis da Física são invariantes pelas transformadas de Lorentz.

Pelas palavras do físico *John wheeler* (1911-2008) ao descrever a TRG: “a matéria diz ao espaço-tempo como se encurvar e o espaço-tempo diz à matéria com se mover”. Em outras palavras, o corpo de prova se move em uma geodésica produzida por um corpo de massa ainda maior [39]. A equação de campo encontrada por Einstein que descreve a geometria do espaço-tempo (curvatura) em função da distribuição de massa-energia no espaço local é dada por

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = -\frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}, \quad (1.6)$$

onde $T_{\mu\nu}$ é o tensor energia-momento para a ‘poeira’ (matéria relativística sem pressão interna), $R_{\mu\nu}$ é o tensor de Ricci, R é o escalar de curvatura, $g_{\mu\nu}$ é o tensor métrico, c é a velocidade da luz e G é a constante gravitacional. A aplicação da Teoria da Gravidade segundo a TRG é necessária em largas escalas. Para campos fracos e pequenas escalas, como por exemplo a descrição de movimentos planetários, a utilização da teoria da gravitação de Newton é suficiente e nos retorna resultados compatíveis com a TRG [20].

Posteriormente, ao investigar soluções para a equação de campo, Einstein descobriu que ela apresentava soluções para um universo em expansão, o que seria uma realidade inviável para a época. Dessa forma, de modo a contrapor esse problema, Einstein introduziu um novo termo no seu modelo, a constante cosmológica Λ . Esta induz uma força repulsiva no intuito de se obter um modelo de universo estático – assim como ele e outros contemporâneos acreditavam – com geometria fechada, esférica e finita. A sua equação de campo então tomou a forma

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R + \Lambda g_{\mu\nu} = -\frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}. \quad (1.7)$$

Logo após a descoberta de Hubble, segundo a qual o universo estaria em expansão, já não haveria mais argumento que sustentasse a constante cosmológica. Einstein decidiu então deixar a constante cosmológica de lado e passou a referir à mesma como o pior erro da sua vida. Não obstante, observações mais recentes indicam que uma constante cosmológica não nula pode estar presente [44]. A TRG foi comprovada a partir de expedições para a ilha de Príncipe na África e em Sobral, no Ceará, lideradas por *Sir Arthur Stanley Eddington* (1882-1944) através de observações de um eclipse solar total. Isto os permitiu medir a diferença da posição das estrelas durante o eclipse e compará-las com a posição de seis meses atrás. Outras

comprovações da teoria se deram a partir da observação do deslocamento do periélio do planeta Mercúrio, onde a teoria Newtoniana não foi o suficiente para fornecer explicações e das observações da taxa de redução do período orbital do pulsar binário PSR 1913+16 [10, 21].

Cosmologia newtoniana Vs. relativística

A gravidade é a força que domina o universo em largas escalas e pode ser estudada em duas vertentes: a newtoniana que age em pequenas escalas, pequenas velocidades e onde o universo é euclidiano e imutável; e a gravidade de Einstein (TRG, 1915) que é uma manifestação da curvatura do espaço-tempo. A principal diferença entre elas é que a segunda oferece uma descrição matemática muito mais robusta e abrangente. Além disso, a TRG possui uma geometria dinâmica e leva em conta a composição de matéria no universo, como também descreve movimentos em velocidades relativísticas com pressões arbitrárias. A equivalência entre matéria e energia, expressa pela famosa equação de Einstein $E = mc^2$, implica que não é somente a densidade de matéria que contribui nas equações de movimento. Outra constatação importante é a de que partículas e/ou observadores não estão exatamente se afastando uns dos outros, mas sim o próprio espaço que está se expandindo [20, 17].

1.3 A métrica de Friedmann-Robertson-Walker e as equações de Friedmann

Na cosmologia padrão considera-se um universo homogêneo e isotrópico, munido da métrica de *Friedmann-Robertson-Walker* (FRW) e aliado aos conceitos de *observadores fundamentais* (em coordenadas comóveis). A métrica de FRW é descrita por

$$ds^2 = dt^2 - \frac{a^2(t)}{c^2} \left[\frac{r_1^2}{1 - kr_1^2} + r_1^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right], \quad (1.8)$$

onde $a(t)$ é o fator de escala que descreve como as distâncias relativas entre dois observadores fundamentais mudam ao longo de um tempo cósmico t [10, 44]. Na equação acima, c é a velocidade da luz, r , θ e ϕ são as coordenadas comóveis e o fator k diz respeito à curvatura do espaço, podendo possuir três valores: $k = +1, 0, -1$. O valor $+1$ corresponde a um universo com curvatura esférica; o valor zero corresponde a um universo plano; e o valor -1 corresponde a um universo hiperbólico como mostrado na figura 1.2.

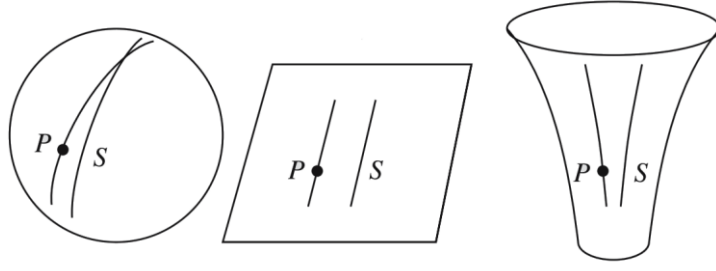


Figura 1.2: Representação em 2D de uma superfície esférica, plana e hiperbólica onde valem respectivamente os termos $k = +1, 0$ e -1 . Fonte: [44].

Hermann Weyl (1885-1955) postulou em 1923 que o tecido do espaço-tempo pode ser entendido como um substrato, ou fluido, perfeito onde as geodésicas (linhas universais das galáxias) não se interceptam, exceto em um ponto finito ou infinito do passado. O fluido possui várias componentes, como a matéria, radiação e energia escura. O tensor energia-momento do fluido é expresso por

$$T^{\alpha\beta} = (\rho_0 + P)u^\alpha u^\beta - pg^{\alpha\beta}, \quad (1.9)$$

onde P é o momento, p é a densidade do fluido, u^α e u^α são quadrivelocidades comóveis do fluido, e $g^{\alpha\beta}$ é o tensor métrico [10, 37]. Ao levar em conta o princípio cosmológico, tais grandezas adquirem apenas uma dependência temporal. As equações de campo da TRG para um espaço isotrópico e homogêneo em função do fator escalar $a(t)$ nos fornecem as seguintes equações de movimento [20]:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}, \quad (1.10)$$

e

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + \frac{3P}{c^2}\right) + \frac{\Lambda}{3}. \quad (1.11)$$

As relações acima são as *equações de Friedmann-Lemaître*, com a primeira sendo denominada de *equação de Friedmann* e a última sendo conhecida como *equação de movimento*. Podemos notar que o termo cosmológico (Λ) está presente em ambas as equações. A partir das equações de *Friedmann-Lemaître*, é possível mostrar que elas incorporam a primeira lei da termodinâmica em sua forma relativística. A primeira Lei da termodinâmica estabelece que

$$dU = -PdV, \quad (1.12)$$

onde dU é o diferencial da energia total do sistema (energia total contida no fluido), P é a pressão e dV é o volume diferencial [10, 20, 18]. Partindo da equação acima, podemos obter a seguinte expressão:

$$c^2\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}(\rho c^2 + P)}{a} = 0, \quad (1.13)$$

com a sendo o fator de escala, c a velocidade da luz, ρc^2 a densidade de energia do fluido, ρ a densidade de massa e P a pressão da matéria. A equação acima nos mostra a conservação da energia do fluido. Além desta e das equações de *Friedmann-Lemaître*, em cosmologia devemos levar em conta a *Equação de Estado* [18]:

$$P = \omega \rho c^2, \quad (1.14)$$

sendo ω um termo adimensional de valor constante que pode variar em casos específicos, como por exemplo $\omega = 0$ para um universo de matéria, $\omega = 1/3$ para um universo dominado por radiação e $\omega = -1/3$ para um universo acelerado de energia escura. ρ é a densidade de energia e c a velocidade da luz. A *Equação de Estado* é indispensável, pois relaciona matematicamente variáveis como pressão e densidade de energia, o que ajuda na resolução da equação do fluido e das equações de Friedmann que, por sua vez, se relacionam com o fator de escala $a(t)$.

1.4 A dinâmica cosmológica e parâmetros gerais

1.4.1 Densidade crítica e parâmetro de densidade

O universo possui uma certa quantidade chamada de *densidade crítica* (ρ_c), que costuma ser utilizada por convenção nos modelos de universo e é definida como sendo

$$\rho_c = (3H_0^2/8\pi G) = 1.88 \times 10^{-26} h^2 kg m^{-3}, \quad (1.15)$$

onde $H_0 = \dot{a}/a$ é o parâmetro de Hubble, que mede a taxa de expansão do universo no tempo presente. As densidades dos componentes do universo costumam variar com o fator de escala segundo [10, 20]: $\rho_r \propto a^{-4}$; $\rho_m \propto a^{-3}$; $\rho_k \propto a^{-2}$; $\rho_\Lambda \propto a^0 = constante$, onde os índices r , m , k e Λ correspondem, respectivamente, à radiação, matéria, curvatura e

constante cosmológica [37]. Quando se fala da curvatura do universo, torna-se mais conveniente definir uma grandeza adimensional a partir da densidade crítica e densidade total da época. Esta nova grandeza é chamada de *parâmetro de densidade* (Ω) [18]:

$$\Omega_{\text{tot}}(t) = \frac{\rho_{\text{tot}}(t)}{\rho_c} = \frac{8\pi G\rho(t)}{3H^2(t)}. \quad (1.16)$$

Daqui em diante, o tempo atual será representado por Ω_0 . A partir da definição geral do parâmetro de densidade, podemos então nos referir aos demais tipos, são eles: densidade de bárions (Ω_B), matéria visível (Ω_m), radiação (Ω_R), energia do vácuo (Ω_Λ), etc. Podemos também escrever a relação [20]

$$H^2(t) = H_0^2[a^{-4}(t)\Omega_r + a^{-3}(t)\Omega_m + a^{-2}(t)(1 - \Omega_m + \Omega_\Lambda) + \Omega_\Lambda], \quad (1.17)$$

com o parâmetro de Hubble sendo escrito através do redshift cosmológico de acordo com

$$a(z) = \frac{1}{1+z}. \quad (1.18)$$

O *parâmetro de densidade* se relaciona com a curvatura do universo de acordo com [21]:

- $\Omega_0 > 1 \rightarrow$ Universo fechado ($k=1$),
- $\Omega_0 = 1 \rightarrow$ Universo plano ($k=0$),
- $\Omega_0 < 1 \rightarrow$ Universo aberto ($k=-1$),

onde Ω_0 é a soma dos parâmetros de densidade de todos os componentes e possui valor unitário ($\Omega_0 = \Omega_R + \Omega_\Lambda + \Omega_m + \Omega_K = 1$) [10, 45, 14, 5].

1.4.2 Parâmetro de desaceleração

Assim como o parâmetro de densidade e a constante de Hubble – que mede a taxa de expansão do universo em um tempo t – a medida da desaceleração do universo é um outro parâmetro relevante no estudo da evolução do universo. O parâmetro adimensional de desaceleração $q(t)$ é definido por [10, 37, 5]:

$$q(t) = -\left(\frac{a\ddot{a}}{\dot{a}^2}\right)_t = \frac{4\pi G}{3H^2(t)}[\rho_{\text{tot}}(t) + 3p(t)]. \quad (1.19)$$

No tempo presente $t = t_0$, a expressão acima pode ser reduzida para

$$q_0 = \frac{\Omega_0}{2} - \Omega_\Lambda, \quad (1.20)$$

levando em conta o modelo Λ CDM. Notamos que se o parâmetro Ω_Λ for igual a zero, a expansão é desacelerada, conforme esperado. Por outro lado, se Ω_Λ for grande o suficiente e dominar o parâmetro de desaceleração, q_0 terá um valor negativo, o que corresponde a uma expansão acelerada do universo [20].

1.4.3 Medindo distâncias na cosmologia

A medição de distâncias na astronomia pode ser feita de várias maneiras, como por exemplo, o método dos ecos de radar que mede as distâncias da Lua e planetas através da reflexão de sinais de radar para objetos dentro do Sistema Solar. Para distâncias de ordem estelar, dentro da nossa galáxia, utiliza-se o método da paralaxe trigonométrica, que mede o deslocamento do ângulo θ a partir de dois pontos separados por uma distância b . Já na cosmologia, as distâncias para objetos longínquos costumam ser obtidas através do uso de redshift desde que este seja o único parâmetro observável. Apesar da existência de diferentes métodos, analisaremos dois em destaque [18, 20, 10, 46].

1.4.3.1 Distância luminosa

Se medirmos a luminosidade de um objeto, podemos então, a partir do fluxo bolométrico, obter a distância segundo a relação

$$f = \frac{L}{4\pi d_L^2}, \quad (1.21)$$

determinada sobre a superfície esférica com raio d_L .

A obtenção da distância definida anteriormente não segue estritamente a lei do inverso quadrado da luminosidade para um universo estático e euclidiano, além de que o fluxo de um objeto observado em um redshift z decresce por um fator $(1 + z)^{-2}$, pois temos que levar em conta a expansão do universo. Dois fatores importantes contribuem para isso: (1) a perda da energia dos fótons durante o trânsito entre a fonte e o observador, que consequentemente estica os fótons em um fator $(1 + z)$; e (2) o aumento da distância própria (por conta da expansão), o que leva o tempo de detecção para um intervalo $dt = dt_e(1 + z)$, e portanto

$$d_L = r(1 + z), \quad (1.22)$$

onde r é a distância própria assumindo um universo bem próximo de ser plano [46, 18].

1.4.3.2 Distância angular

Imagine um bastão com dimensão física ℓ , perpendicular à sua linha de visão, e com comprimento angular medido entre as pontas do bastão dado por $\delta\theta \ll 1$. No caso em que o comprimento ℓ é conhecido, podemos computar a distância de diâmetro angular através da relação

$$d_A = \frac{\ell}{\delta\theta}. \quad (1.23)$$

Para um universo estático e euclidiano, podemos considerar d_A dada acima como igual à distância própria [18, 46]. Tanto a distância de luminosidade quanto a distância de angular concordam localmente para $z \ll 1$ em um espaço não euclidiano.

Dessa forma podemos introduzir os principais parâmetros cosmológicos $H_0, q_0, \Omega_R, \Omega_\Lambda, \Omega_m, \Omega_K$ que são obtidos através da cosmologia observacional e comumente utilizados nas equações que descrevem a dinâmica do universo. Além disso, introduzimos o conceito da distância cosmológica que será visto mais adiante. A partir desta, podemos partir para o próximo capítulo onde veremos as maiores estruturas viralizadas do universo e que constituem ferramentas importantes para estudos em cosmologia.

Capítulo 2

Aglomerados de galáxias

As galáxias não são distribuídas aleatoriamente no universo. Na verdade, estão associadas em pequenos grupos (e.g. pares) e grandes grupos de aglomerados (incluindo os superaglomerados) contendo milhares de galáxias. Poucas galáxias podem ser realmente consideradas como isoladas. Os superaglomerados são de interesse particular, pois formam os maiores sistemas gravitacionalmente ligados e relaxados conhecidos no universo. Estes possuem profundos poços gravitacionais que podem ser observados através da emissão bremsstrahlung do gás quente que forma o meio intra-aglomerado (MIA). Este gás quente também pode ser detectado através do ESZ [10]. Os aglomerados de galáxias desempenham um papel muito importante na cosmologia observacional, uma vez que a evolução cosmológica é diretamente relacionada com o crescimento das estruturas cósmicas. Por conta da sua alta densidade galáctica, aglomerados e grupos também servem de laboratórios para o estudo de interações entre galáxias e seus efeitos nas populações galácticas, além de aspectos de sua evolução dentro de ambientes bem definidos [20].

2.1 Propriedades básicas

As galáxias estão distribuídas no universo de uma forma não uniforme e tendem a se unir em grupos ou aglomerados. Cerca de 69% das galáxias conhecidas até uma distância de 25 Mpc pertencem a algum tipo de associação como pares, grupos e aglomerados; 20% estão associadas com outras galáxias; 10% estão soltas em “nuvens”; e apenas 1% das galáxias encontram-se de fato isoladas [47, 46]. Podemos ver claramente na figura 2.1 o mapa da distribuição de galáxias onde notamos a tendência das galáxias de estarem dispostas em associações de forma não homogênea. A transição entre grupos e aglomerados ocorre de forma bastante suave onde a diferença é mensurada pelo número de galáxias em um determinado volume. Quantitativamente, os grupos são formados por $N \leq 50$ membros em uma esfera de diâmetro $D \leq 1.5h^{-1}$ Mpc. Já os aglomerados possuem $N \geq 50$ membros e $D \geq 1.5h^{-1}$ Mpc. Estes aglomerados são as estruturas massivas mais gravitacionalmente ligadas no universo com massas típicas de $M \geq 3 \times 10^{14}$ massas solares (M_{\odot}) para

aglomerados massivos. Para grupos, temos $M \sim 3 \times 10^{13} M_{\odot}$ como massa característica. Em geral a ordem das massas pode variar de 10^{12} - $10^{15} M_{\odot}$ para grupos e aglomerados [20].

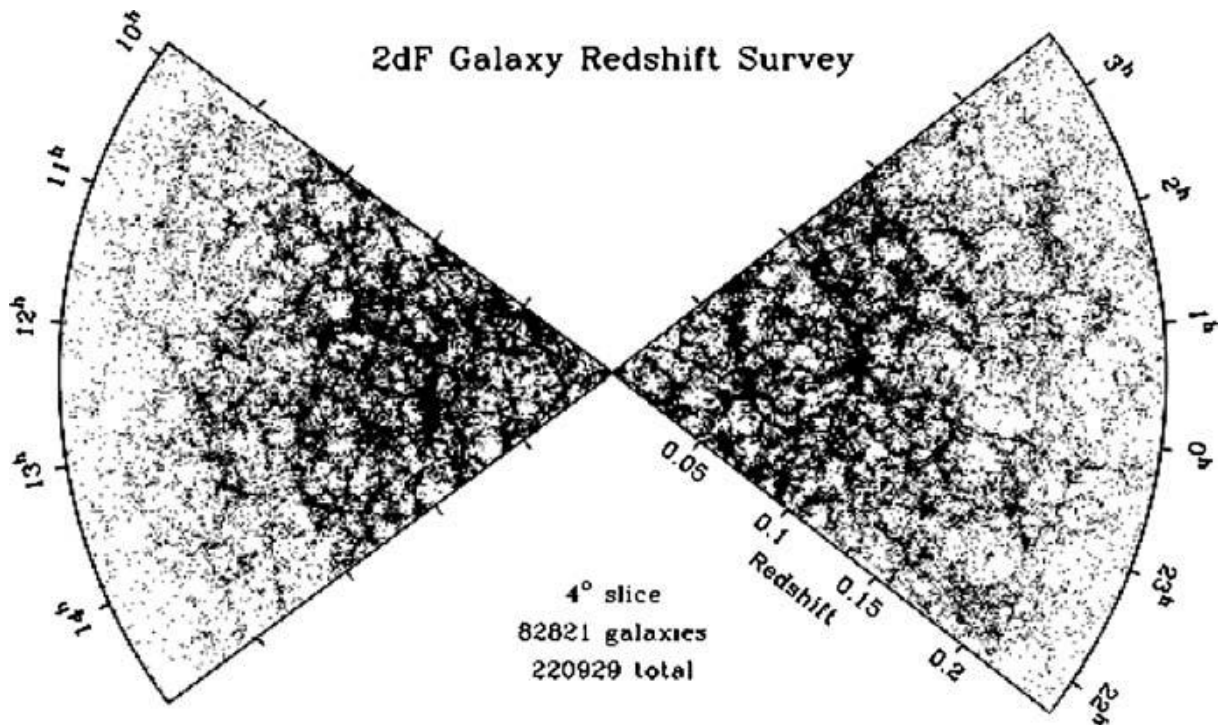


Figura 2.1: Distribuição das galáxias em larga escala até $z \sim 0.25$. A figura nos mostra uma fatia vista pelo telescópio anglo-australiano 2dF Galaxy Survey (Colles et al, 2001) para um total de 56 237 galáxias onde é possível ver uma pronunciada estrutura “celular” da distribuição de galáxias em larga escala (Cortesia da imagem da equipe 2dFGRS). Fonte: [10].

Estes aglomerados possuem em cerca de 80-85% de matéria escura, cuja composição é desconhecida e que podem detectadas por efeitos dinâmicos e por lentes gravitacionais. As galáxias correspondem a cerca de 2-3% da massa total e a velocidade de dispersão das galáxias individuais varia entre 600-1000 km/s. O MIA é composto por um plasma difuso cuja temperatura média é da ordem de 10^7 - 10^8 K e a densidade central é de 10^{-3} - 10^{-2} partículas/cm³, cuja massa total corresponde a cerca de 13-16% da massa do aglomerado. O MIA é formado em sua maior parte por bárions em uma fase rarefeita e pode ser detectado através de três formas [47]:

- Efeito *ram-pressure*: pressão sofrida pelo gás mais frio no meio interestelar das galáxias e pelas partículas relativísticas emitidas pelos núcleos ativos à medida que se deslocam pelo MIA.

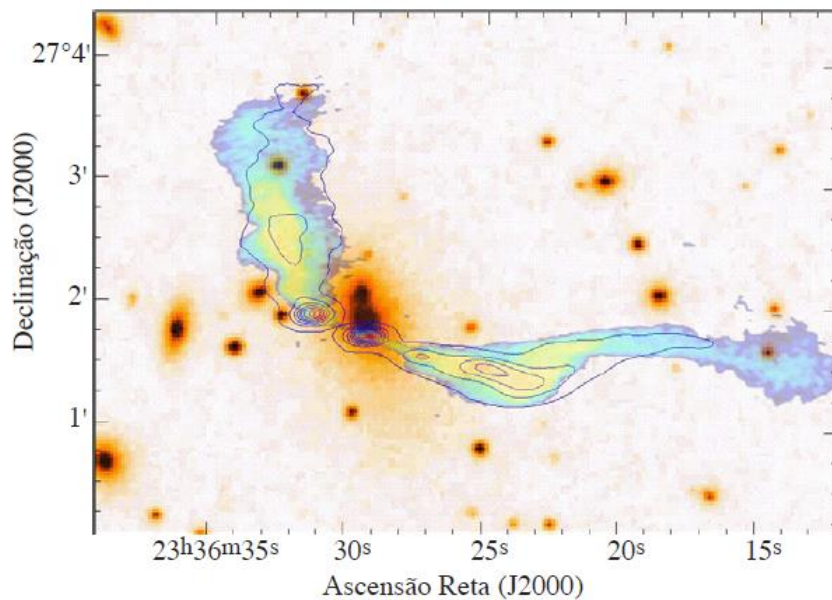


Figura 2.2: Podemos ver a emissão do rádio associada à galáxia ativa NGC 7720 no aglomerado Abell 2634. A emissão do rádio em azul adquire esta forma por conta do movimento da galáxia em relação ao MIA. Fonte: [47].

- Emissão *bremsstrahlung* (*free-free*): por conta da baixa densidade e alta temperatura do gás, o MIA é todo ionizado e opticamente fino. Isso faz com que os elétrons livres espalhados pelos íons produzam radiação *bremsstrahlung*, que é observada em raios-X.
- Efeito *sunyaev-Zel'dovich*: efeito observado quando os fótons da RCF interagem com os elétrons do gás intra-aglomerado através do efeito Compton-inverso. Neste, os fótons ganham energia através da interação com a matéria.

O cenário mais simples para a origem e formação dos aglomerados é supor que estes surgiram de pequenas perturbações da matéria escura pelo colapso gravitacional seguindo um processo hierárquico. Com o passar do tempo na evolução cósmica, essas perturbações foram aumentando graças às perturbações vizinhas do efeito de maré até o ponto em que estabeleceram o equilíbrio dinâmico (tornando-se sistemas viralizados) e então tornaram-se estruturas filamentosas, tal como sugere a simulação computacional mostrada na figura 2.3 [10].

2.2 Propriedades observáveis dos aglomerados

Os aglomerados de galáxias contêm estrelas que representam apenas uma pequena fração de sua massa total. A maior parte da massa se encontra na forma de gás quente, que pode ser detectado através de instrumentos de raios-X e microondas. Dessa forma, é importante traçar como os aglomerados são observados nesses comprimentos de onda e como as observações revelam suas propriedades.

2.2.1 Aglomerados observados no óptico

A identificação óptica de aglomerados de galáxias vem acontecendo desde o final do século XVIII quando Charles Messier (1730-1817), em 1784, e Willian Herscehl (1738-1822), em 1785, haviam reconhecido concentrações de galáxias na constelação de Virgo e Coma Berenices (atualmente conhecidos como aglomerados de Coma e de Virgo). Diversos outros aglomerados foram descobertos dessa forma à medida que o potencial de observação foi se aprimorando nesses últimos séculos graças à tecnologia. Isso resultou no catálogo de aglomerados definitivo de George Abell e colaboradores. O aglomerado de Abell contém a maioria das galáxias vizinhas conhecidas e são os alicerces do nosso entendimento moderno de aglomerados [48]. Tais aglomerados podem ser analisados pelo seu aspecto morfológico. Por exemplo, para o caso de aglomerados muito próximos entre si, é comum a ocorrência de galáxias elípticas e lenticulares ($S0$).

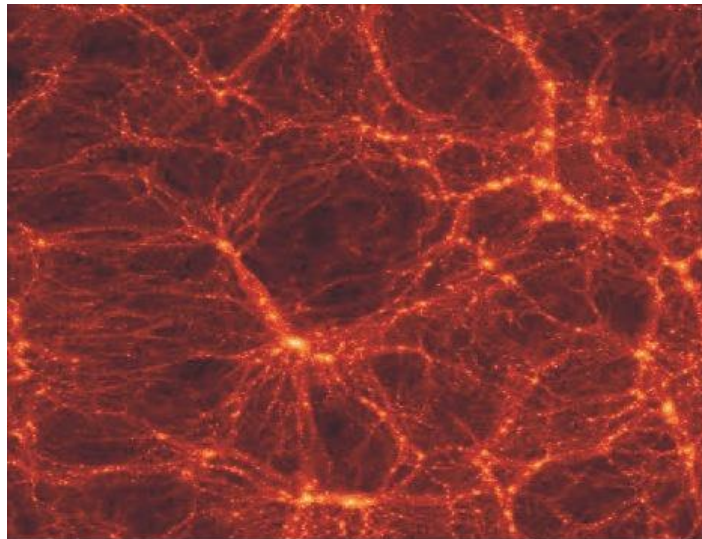


Figura 2.3: Simulação computacional que mostra uma distribuição de galáxias com formação de filamentos (“teia cósmica”) e de halos de aglomerados no universo. Fonte: [20].

Na realização de observações ópticas, os principais observáveis para os levantamentos de dados são [48]:

Riqueza óptica: Consiste na contagem de ≥ 50 galáxias em um intervalo de magnitude de $m_3 \leq m \leq m_3 + 2$, sendo m_3 a magnitude aparente da terceira galáxia mais brilhante do aglomerado [49, 10, 50].

Luminosidade: É dada por uma função que especifica o modo no qual os membros de uma classe de objetos são distribuídos com respeito à sua luminosidade. Essa distribuição é dada pela função de *luminosidade de Schechter* [50];

Cores: Podem ajudar na identificação de aglomerados mais distantes, pois elas costumam ser mais avermelhadas em relação a outros aglomerados por conta da ausência de formação estelar;

Densidade numérica de galáxias: Corresponde a uma distribuição de galáxias em um volume comóvel;

Dispersão de velocidade: Utilizando o teorema do virial para o caso de um aglomerado esfericamente simétrico, podemos deduzir a massa do mesmo através da dispersão de velocidade. Caso o perfil de velocidade do aglomerado não seja gaussiano como esperado, então tem-se, provavelmente, uma superposição de vários aglomerados [48, 20, 51].

2.2.2 Aglomerados observados em raios-X

O gás difuso e aquecido do MIA pelo profundo poço potencial dos aglomerados origina emissões fortes e contínuas de raios-X através de sua compressão [48], o que os tornam um dos maiores emissores de raios-X do universo. Sua luminosidade varia entre $L_X = 10^{43}$ - 10^{45} ergs/s para os aglomerados mais massivos e a temperatura é da ordem de 10^7 - 10^8 K (geralmente a temperatura é dada em Kev), para aglomerados com 10^{14} - $10^{15} M_\odot$, durante o processo de emissão. O principal processo de emissão em raios-X pelo aglomerado é o bremsstrahlung térmico (*free-free*) que é emitido um meio opticamente fino do gás quente do MIA, onde a emissividade é dependente do quadrado da densidade de elétrons [47, 20]. Na

figura 2.4 podemos comparar uma imagem óptica e uma imagem de emissão em raios-X do aglomerado MS 1054-03 em $z = 0.83$.

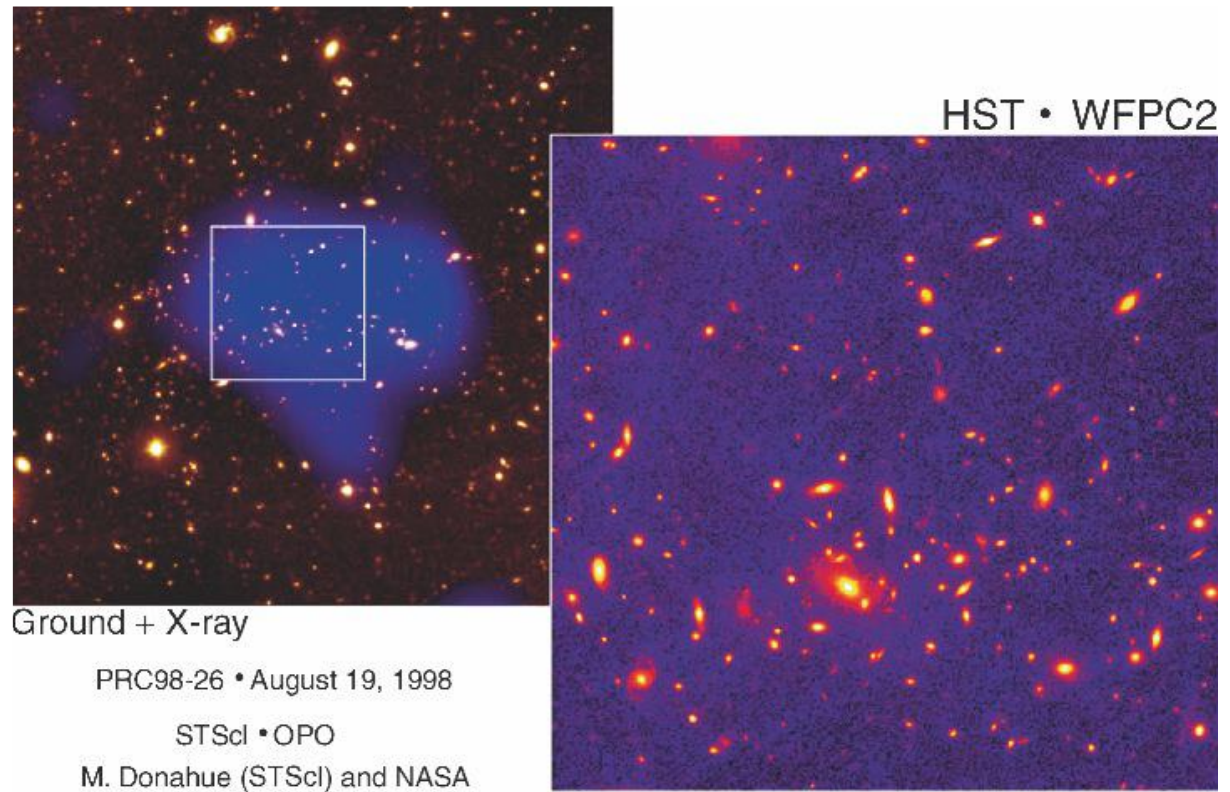


Figura 2.4: Na foto à esquerda vemos uma imagem obtida pelo telescópio de 2.2 m da Universidade do Havaí superposta (em azul) com uma emissão de raios-X do aglomerado medida com o ROSAT_HRI. Na imagem da direita vemos o mesmo aglomerado obtido pelo telescópio espacial Hubble. Fonte: [20].

A densidade eletrônica do MIA costuma ser opticamente fina e varia entre $\sim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ na parte interna e 10^{-4} cm^{-3} em regiões externas. Nessas regiões o MIA costuma ser modelado utilizando o *modelo β -isotérmico*, que é baseado na suposição de que o perfil de densidade da matéria é descrito por uma distribuição em equilíbrio hidrostático e isotérmica, onde assume-se que a temperatura do gás é independente do raio [20, 52, 53, 54, 55, 56].

2.2.3 Aglomerados observados em microondas

Vimos na seção 2.1 que o ESZ é produzido quando elétrons no gás quente do MIA espalham fótons da RCF através do efeito Compton inverso, assim permitindo a observação de aglomerados na frequência de microondas. Este espalhamento distorce levemente o espectro, deslocando os fótons em microondas para energias maiores causando um leve desvio em sua frequência [48, 57]. Na figura 2.5 vemos a representação deste efeito na RCF

em microondas, onde notamos a distorção causada no espectro. O efeito foi exagerado propositalmente para um aglomerado 1000 vezes mais massivo do que um aglomerado típico. Notamos que o ESZ causa uma diminuição (aumento) na intensidade em frequências menores (maiores) que aproximadamente 218GHz. Também conseguimos observar o ESZ cinético (kSZ), que ocorre quando o aglomerado se move com relação ao referencial, resultando em uma distorção espectral da RCF adicional por conta do efeito Doppler em função da velocidade do aglomerado nos fótons espalhados da RCF. A velocidade peculiar do aglomerado, estando projetada ao longo da linha de visada do observador, fará com que o efeito Doppler distorça o espectro da RCF [58].

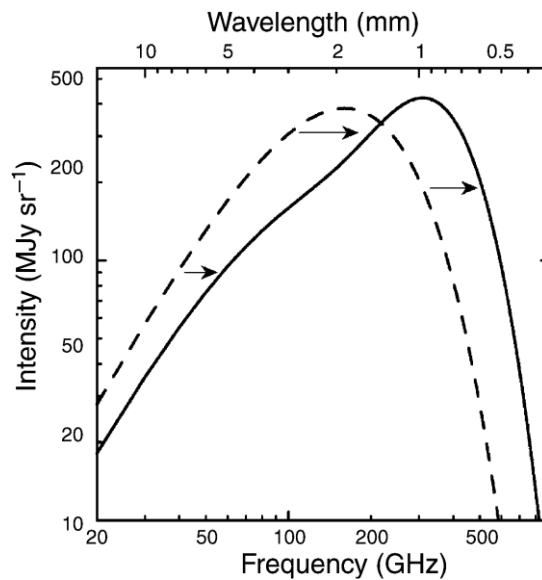


Figura 2.5: Espectro da RCF distorcida pela influência do ESZ. A linha tracejada representa a distribuição do espectro não perturbado. A linha sólida nos mostra o espectro depois que a radiação passou através da nuvem de elétrons quentes. A magnitude do efeito foi exagerada para uma melhor compreensão. Fonte: [20, 58].

2.2.4 Aglomerados observados por lentes gravitacionais

Uma importante ferramenta utilizada na determinação de massas em galáxias e aglomerados é baseada na análise de imagens lentes gravitacionalmente por galáxias de fundo: as lentes gravitacionais. No caso dos aglomerados, as galáxias arcos que ocorrem ao redor dos aglomerados são, na verdade, imagens distorcidas de galáxias de fundo criadas por galáxias individuais no aglomerado. Proposta inicialmente por Einstein em seu artigo sobre a TRG (1915), o efeito das lentes gravitacionais é capaz de fornecer informações valiosas acerca de muitos problemas em astrofísica de galáxias, aglomerados e estruturas em larga-escala, sendo assim de alto valor em cosmologia [10].

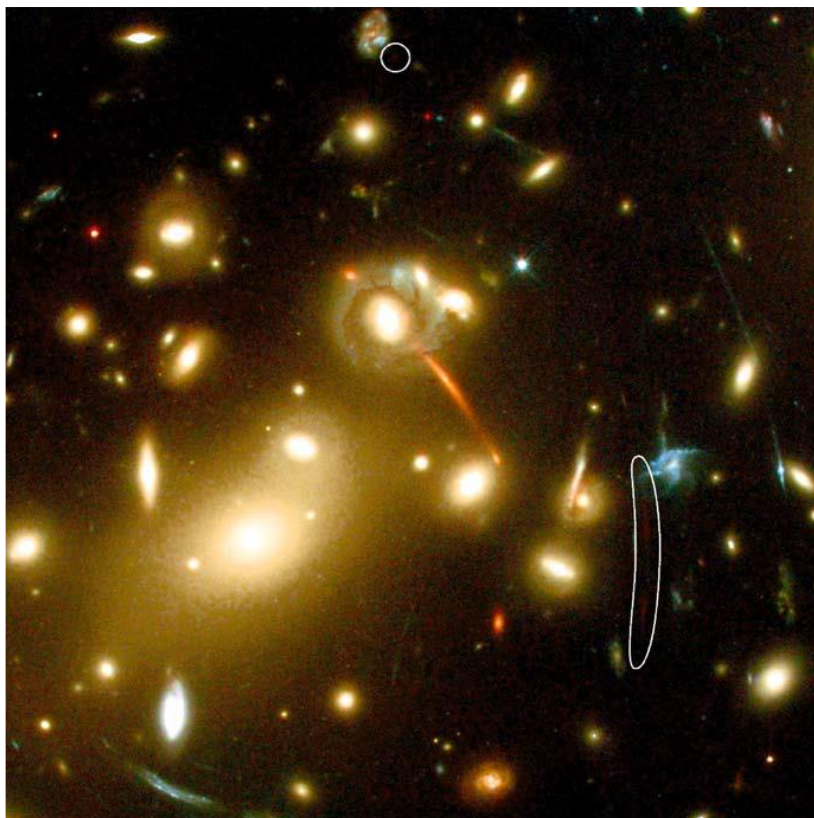


Figura 2.6: Região central do aglomerado de galáxias Abell 2218 observado pelo telescópio espacial Hubble em 840nm. Vários arcos são vistos na parte central do núcleo do aglomerado. Estas são imagens gravitacionalmente lenteadas de galáxias de fundo aproximadamente alinhadas com o centro do aglomerado. Os segmentos circulares são imagens de uma galáxia avermelhada extremamente distante. Fonte: [10].

Na figura 2.6 vemos claramente um exemplo do *anel de Einstein* que ocorre quando uma fonte de fundo está alinhada com um objeto defletor gravitacional, o que faz com que os raios de luz resultem em um anel circular. Através deste método, podemos observar que as imagens de galáxias de fundo podem ser distorcidas ou ampliadas. Uma característica deste efeito gravitacional é a distorção em arcos altamente prolongados da galáxia fonte caracterizando as *lentes fortes* (*strong lens*). Nota-se também galáxias de fundo mais débeis e distantes, que são fracamente distorcidas e caracterizam as *lentes fracas* (*weak lens*). Também é possível identificar o *cisalhamento cósmico* (*cosmic shear*), que é a distorção resultante da presença de concentração de matéria inhomogênea no universo ao longo da linha de visada.

O método de lentes gravitacionais nos mostra que a massa do aglomerado medida está em ótima concordância com a massa estimada por outros métodos, como o de raios-X ou métodos dinâmicos. A determinação da massa através dos arcos fazendo-se uso de múltiplas imagens é mais precisa e não requer nenhuma suposição acerca da simetria de distribuição da massa, do equilíbrio hidrostático do gás de raios-X ou da distribuição isotérmica de temperatura [59, 20]. Tal método é uma prova direta da distribuição de massa total em um

aglomerado (incluindo a matéria escura), o que o faz ser uma ferramenta muito útil na verificação de outros métodos de medida de massa [60].

2.3 Cálculo da massa dos aglomerados de galáxias

2.3.1 Massa de aglomerados através do teorema do virial

Uma das formas de medirmos a massa dos aglomerados galácticos é através do *teorema do virial*, que também pode ser aplicado em aglomerados estelares e galáxias. Em geral, esses sistemas são considerados gravitacionalmente ligados, o que significa dizer que eles chegaram a um estado de equilíbrio dinâmico através da gravidade. De modo a assegurar a validade do teorema, é necessário levar em conta o *crossing time* do objeto dentro do sistema estudado, que é definido por $t_{cr} = R/\langle v \rangle$, onde R é o tamanho do sistema e $\langle v \rangle$ é a velocidade de dispersão do objeto que compõe o sistema. Para um sistema ser considerado gravitacionalmente ligado (equilíbrio virial), o tempo de escala dinâmico ou *crossing time* do objeto deve ser menor do que a idade do sistema estudado ($t_{cr} \ll t_0$).

O *virial* foi primeiro introduzido por Rodolph Clausius (1870) em conexão com a energia térmica dos gases. No cenário da astronomia, o teorema se refere ao balanço energético em sistemas em equilíbrio sob influência da gravidade e pode ser encontrado sob diferentes aspectos. O “gás” de partículas do sistema astronômico relaciona o estado de equilíbrio às energias associadas à distribuição de velocidades dos objetos em cada ponto, que no geral será anisotrópico (Binney e Tremaine, 1987) [61]. Aqui, veremos a forma mais simples do teorema para sistemas auto gravitantes e massas pontuais. Supondo um sistema de partículas (estrelas ou galáxias) isolado em equilíbrio dinâmico, onde cada massa m_i interage com outras somente pela força gravitacional atrativa mútua, temos que o teorema do virial é dado na média temporal por [10, 52]:

$$2E_{kin} + E_{pot} = 0, \quad (2.1)$$

onde,

$$E_{kin} = \frac{1}{2} \sum_i m_i v_i^2, \quad (2.2)$$

e

$$E_{pot} = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \frac{G m_i m_j}{r_{ij}}, \quad (2.3)$$

onde m_i é a massa da i -ésima galáxia, v_i é o valor absoluto da velocidade de dispersão e r_{ij} é a distância entre a i -ésima e j -ésima galáxia. O fator $1/2$ na energia potencial ocorre devido à contagem dupla de cada par de galáxias na soma [20]. A massa total do sistema, a velocidade de dispersão e o raio gravitacional são definidos, respectivamente, por:

$$M := \sum_i m_i, \quad (2.4)$$

$$\langle v \rangle^2 := \frac{1}{M} \sum_i m_i v_i^2, \quad (2.5)$$

$$r_G = 2 \left(\sum_{i \neq j} \frac{m_i m_j}{r_{ij}} \right)^{-1}. \quad (2.6)$$

Com as relações acima, temos:

$$E_{kin} = \frac{M}{2} \langle v^2 \rangle, \quad (2.7)$$

$$E_{pot} = -\frac{GM^2}{r_G}. \quad (2.8)$$

Aplicando as equações da energia cinética (2.7) e potencial (2.8) ao teorema do virial na equação (2.1), obtemos a massa estimada do sistema:

$$M = \frac{r_G \langle v^2 \rangle}{G}. \quad (2.9)$$

2.3.2 Massa conforme o gás do MIA

A composição do gás do MIA é dada principalmente pelos bárions ionizados, o hidrogênio e o hélio que remonta do processo de nucleossíntese primordial e do processo de formação das galáxias e aglomerados. O gás deste meio é também enriquecido com ferro além de outros metais, sugerindo a participação de supernovas tipo II de estrelas massivas no processo de enriquecimento [52, 62, 63]. Para o cálculo da massa do gás do MIA seguimos o tratamento utilizado por S. Sasaki [64]. Para simplificar, assumimos que o gás possui uma simetria esférica segundo o modelo β -isotérmico tal que

$$M_{gas}(< R) = \int_0^R \rho_{gas}(r) r^2 dr . \quad (2.10)$$

A densidade dos elétrons é dada por [56]

$$n_e(r) = n_{e0} \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2} \right)^{-3\beta/2}, \quad (2.11)$$

onde n_{e0} é a densidade do elétron no centro, r_c é o raio do núcleo e β é a energia por unidade de massa nas galáxias dividida pela energia por unidade de massa no MIA. Também podemos considerar que o gás do MIA tem apenas hidrogênio e hélio, de modo que podemos expressar suas densidades como, respectivamente,

$$n_H = \left(\frac{2X}{1+X} \right) n_e(r), \quad (2.12)$$

e

$$n_{He} = \left[\frac{1-X}{2(1+X)} \right] n_e(r). \quad (2.13)$$

Dessa forma podemos achar a densidade do gás ρ_{gas} e reescrever a equação da massa utilizando $n_e(r)$, n_H e n_{He} como

$$M_{gas}(< R) = \frac{8\pi}{1+X} m_H n_{e0} r_c^3 I_M(R/r_c, \beta), \quad (2.14)$$

onde,

$$I_M(R/r_c, \beta) = \int_0^{R/r_c} (1 + x^2)^{-3\beta/2} x^2 dx \quad (2.15)$$

com $x \equiv r/r_c$. Como a região central de elétrons (n_{e0}) não pode ser medida diretamente, faz-se necessário obter essa variável através da radiação bremsstrahlung [65] utilizando a expressão para a luminosidade de raios-X,

$$L_X = \left(\frac{2\pi K_B T_e}{3m_e} \right)^{1/2} \left(\frac{2^4 e^6}{3\hbar m_e c^2} \right) g_B T_e \times \frac{2}{1+X} 4\pi n_{e0}^2 r_c^3 I_L(R/r_c, \beta), \quad (2.16)$$

onde K_B é a constante de Boltzmann, \hbar a constante de Planck sobre 2π , g_B o fator de Gaunt dos constituintes do gás, T_e a temperatura do gás, m_e a massa do elétron e c a velocidade da luz. Temos também que

$$I_L(R/r_c, \beta) = \int_0^{R/r_c} (1 + x^2)^{-3\beta} x^2 dx, \quad (2.17)$$

com $x \equiv r/r_c$. Dessa forma podemos achar n_{e0} substituindo a equação da luminosidade L_X na equação da massa:

$$M_{gas}(< R) = \left[\frac{3\hbar m_e c^2}{2(1+X)e^6} \right]^{1/2} \left(\frac{3m_e c^2}{2\pi K_B T_e} \right)^{1/4} m_H \times \frac{1}{[g_B T_e]^{1/2}} r_c^{3/2} \left[\frac{I_M}{I_L^{1/2}} \right] [L_X(< R)]^{1/2}. \quad (2.18)$$

2.3.3 Massa total de um aglomerado

Para o cálculo da massa de uma forma mais abrangente de um aglomerado baseado nas medidas em raios-X, levamos em conta a soma da matéria bariônica e não-bariônica (matéria escura). Para simplificar os cálculos, assumimos que o aglomerado é simetricamente esférico, de modo que toda a massa está contida no interior de um raio r . Assumindo que o modelo está em equilíbrio hidrostático, nós temos que, pela equação de Euler,

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{GM\rho}{r^2}, \quad (2.19)$$

onde temos que G é a constante gravitacional, M a massa contida dentro do raio r e ρ a densidade da matéria. Podemos relacionar a pressão P , a temperatura T e a densidade do gás local ρ pela lei do gás perfeito onde,

$$P = \frac{\rho KT}{\mu m_H}, \quad (2.20)$$

sendo $\mu \sim 0.61$ o peso molecular médio do plasma ionizado e m_H a massa do hidrogênio.

Diferenciando a equação (2.20) em relação à r , e igualando com a equação (2.19), obtemos [20]:

$$M(\leq r) = - \frac{KTr^2}{G\mu m_H} \left[\frac{d(\log \rho)}{dr} + \frac{d(\log T)}{dr} \right]. \quad (2.21)$$

Na equação acima, vemos que a distribuição da massa total M pode ser determinada se soubermos a densidade e temperatura do gás para um determinado perfil radial [10, 63, 66]. O equilíbrio hidrostático requer que o potencial gravitacional permaneça estacionário no *crossing time* do som, que todos os movimentos sejam subsônicos e que outras forças além da pressão do gás e gravidade não sejam significativas. A determinação de massa depende criticamente da premissa da simetria esférica, do equilíbrio hidrostático, e de que somente a pressão térmica do gás é significativa. Outras possíveis fontes de pressão, incluindo campos magnéticos, raios cósmicos ou movimentos de massas do gás, podem gerar massas indeterminadas [51, 67].

Para raios intermediários, as medidas dos perfis de temperatura e da densidade do gás com o Chandra e o XMM – Newton são diretas. Já para grandes raios ($r \geq r_{500}$), onde a emissão

dos raios-X é fraca, tais medidas tornam-se desafiadoras. Avanços recentes nesse sentido foram feitos pelo satélite Suzuka [51]. Assim como na medida de massa por raios-X, as medidas de massa pelo método óptico-dinâmico com as galáxias sendo usadas como únicos traçadores, são baseadas na suposição do equilíbrio dinâmico onde a massa dentro de um raio r é dada pela equação de Jeans [61, 68]

$$M(\leq r) = \frac{r\sigma_r^2(r)}{G} \left[\frac{d \ln \sigma_r^2}{d \ln r} + \frac{d \ln v}{d \ln r} + 2\beta \right], \quad (2.22)$$

sendo $v(r)$ o número de densidade de galáxias, $\sigma_r(r)$ a dispersão tridimensional de velocidade e β o parâmetro de anisotropia de velocidade. A vantagem deste método é a sua insensibilidade à várias formas de pressão de suporte não-térmicas (campos magnéticos, turbulência e pressão de raios cósmicos) que afetam as medidas de massa pelo método de raios-X, além do fato de que a precisão deste método é limitada pelo número finito de galáxias observáveis [51, 67, 68].

2.4 Relações de escala de aglomerados de galáxias

Nesta seção veremos que para o cálculo da massa através de quantidades observáveis, adota-se que o sistema esteja em equilíbrio hidrostático dentro do poço potencial do aglomerado, este possuindo normalmente uma simetria esférica. A medida da massa de um aglomerado é feita ao definir o chamado traçador de massa, uma quantidade observável que possa ser medida e que se correlacione com a massa [48, 69, 70, 71].

2.4.1 Massa-Temperatura

Quanto mais massivo é um aglomerado, espera-se que sua extensão espacial, dispersão de velocidade das galáxias, temperatura de raios-X do gás e luminosidade sejam proporcionais à sua massa. De fato, a partir de considerações teóricas é possível deduzir a existência de relações entre esses parâmetros e a massa. A temperatura de raios-X especifica a energia térmica por partícula de gás e é proporcional à energia de ligação de um aglomerado em equilíbrio virial [20]:

$$T \propto \frac{M}{r}. \quad (2.23)$$

A relação acima é baseada no teorema do virial sendo r escolhido como o raio virial⁵, em que a matéria do aglomerado é virializado. Dessa forma, a massa do virial é definida como

$$M_{vir} = \frac{4\pi}{3} \Delta_c \rho_{cr} r_{vir}^3. \quad (2.24)$$

Combinando as relações (2.23) e (2.24) obtemos:

$$T \propto \frac{M_{vir}}{r_{vir}} \propto r_{vir}^2 \propto M_{vir}^{2/3}. \quad (2.25)$$

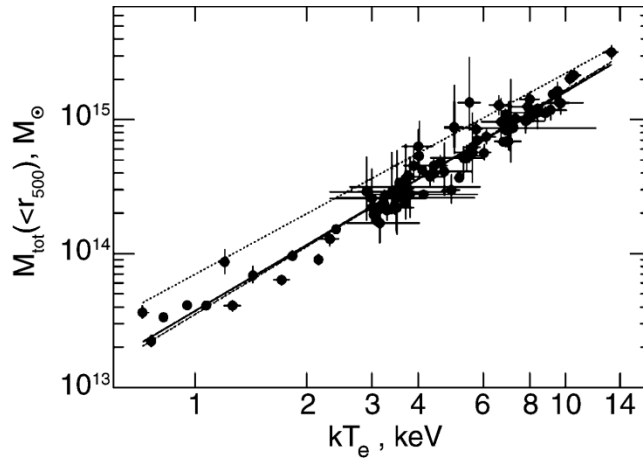


Figura 2.7: Massa M_{500} em função da temperatura de raios-X para a amostra do aglomerado de galáxias HIFLUGCS. A constante adimensional de Hubble é $h = 0.5$. A massa foi determinada através do modelo β -isotérmico, com a maior parte das medidas de temperatura feitas por observações do satélite ASCA. As linhas sólidas e tracejadas mostram o melhor ajuste dos dados. A linha sólida mostra o melhor ajuste dos dados enquanto que a linha ponto-traço corresponde às amostras originais do HIFLUGCS. A linha pontilhada superior mostra a relação massa-temperatura que foi obtida por simulações computacionais usando a dinâmica simplificada do gás. A inclinação concorda com os dados observacionais, mas sua amplitude foi significativamente alta. Fonte: [20].

Como exemplo, a figura 2.7 relaciona a massa com a temperatura de raios-X para os aglomerados das amostras estendidas do catálogo HIFLUGCS. A massa M_{500} dentro do raio virial r_{500} (raio no qual a densidade média é 500 vezes a densidade crítica) foi escolhida por ser mais fácil determinar a massa para raio pequeno do que para a massa do virial. Os valores medidos mostram uma forte correlação com a melhor linha de ajuste descrevendo uma lei de potência da forma $M = AT^\alpha$. As temperaturas de raios-X dos aglomerados de galáxias que se relacionam com as profundidades dos poços de potenciais observados até $z \sim 1$ aparentemente fornecem medidas muito precisas para a massa virial, sendo melhor do que utilizando, por

⁵ O raio virializado r_{vir} é definido como o raio de uma esfera onde a densidade da massa média do aglomerado é cerca de $\Delta_c \approx 200$ vezes a densidade crítica do universo [36, 33].

exemplo, a dispersão de velocidade. Com os atuais observatórios de raios-X, será possível testar a relação massa-Temperatura com mais precisão [48, 20].

2.4.2 Massa-Luminosidade

A massa se relaciona com a luminosidade de raios-X de uma maneira mais simples do que com a temperatura de raios-X [72]. A luminosidade total emitida via emissão bremsstrahlung é proporcional ao quadrado da densidade do gás e ao volume do gás, sendo,

$$L_X \propto \rho_g^2 T^{1/2} r_{vir}^3 \propto \rho_g^2 T^{1/2} M_{vir}. \quad (2.26)$$

Estima-se a densidade do gás através da relação $\rho_g \sim M_g r_{vir}^{-3} = f_g M_{vir} r_{vir}^{-3}$ onde $f_g = \frac{M_g}{M_{vir}}$ indica a fração do gás com respeito à massa total do aglomerado. Usando a equação (2.25), temos [20]:

$$L_X \propto f_g^2 M_{vir}^{4/3}. \quad (2.27)$$

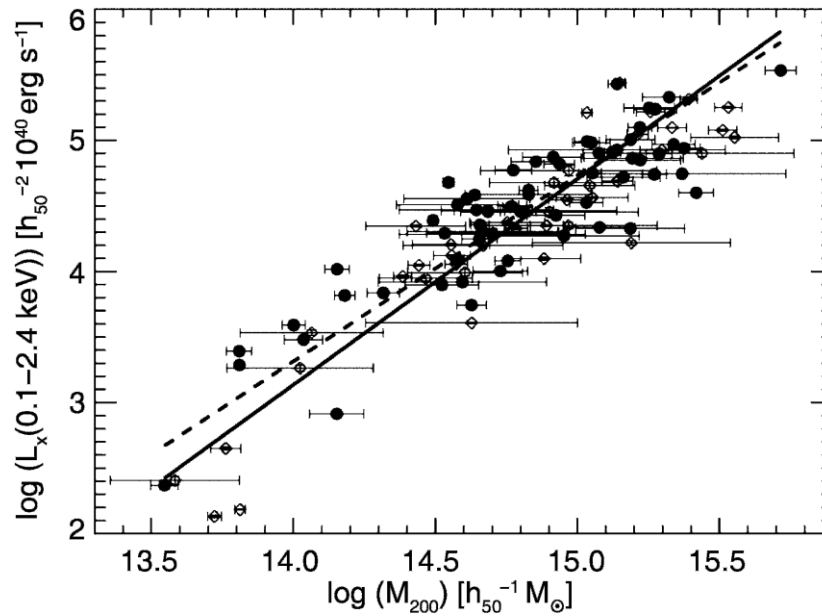


Figura 2.8: Correlação entre luminosidade de raios-X e massa das amostras estendidas do catálogo HIFLUGCS. A energia luminosa está no intervalo de medidas do satélite ROSAT (abaixo de 2.4 Kev). Os pontos sólidos são as amostras próprias do HIFLUGCS. A linha sólida nos mostra o melhor ajuste para todas as amostras, e a linha tracejada para as principais amostras. Fonte: [72, 20].

A figura 2.8 nos mostra uma clara correlação entre massa e luminosidade para as amostras do catálogo HIFLUGCS. Podemos ver que a luminosidade de raios-X é plotada contra a massa

do virial para uma densidade crítica de 200. Analisando esta relação de escala, notamos que a massa dos aglomerados se correlaciona de forma satisfatória com a luminosidade, mas por não ser uma relação tão precisa é claramente visto um espalhamento de $\sim 50\%$ entre as amostras se compararmos com a relação massa-temperatura [72]. Por conta do nosso conhecimento limitado acerca da conexão entre a formação de galáxia e a luminosidade de raios-X do aglomerado não possibilitar uma calibração robusta da relação massa-luminosidade através das simulações, faz-se necessária esta calibração por observações [48]. Por outro lado, embora a temperatura seja preferida para a medição de massas de aglomerados, pode-se recorrer à relação massa-luminosidade uma vez que determinar a luminosidade (em um intervalo fixo) é consideravelmente mais simples do que medir a temperatura, que requer uma exposição maior [20].

2.4.3 Massa- Y_X

As aplicações cosmológicas do ESZ térmico nos aglomerados se beneficiam do fato de que o efeito é independente da distância e distribuição espacial, ao contrário do ótico e do brilho superficial de raios-X. Através do ESZ, os aglomerados de alto redshift serão encontrados e, como nem todos serão bem resolvidos, os levantamentos medirão uma versão integrada do parâmetro de distorção. Temos que a magnitude do parâmetro y de comptonização será proporcional à profundidade óptica com respeito ao espalhamento Compton, à temperatura do gás e (de uma maneira geral) à integral da pressão ao longo da linha de visada [48, 73, 20]:

$$y = \left(\frac{\sigma_T}{m_e c^2} \right) \int P dl, \quad (2.28)$$

onde a pressão é dada por $P = n_e T$, que é o produto da densidade eletrônica n_e vezes a temperatura. σ_T é a seção de choque de Thomsom, m_e é a massa de repouso do elétron. Desta forma o parâmetro total integrado de comptonização pelo ESZ ($Y = \int y dA \propto \int n_e T dV$) na extensão do aglomerado nos fornece a energia térmica total dos elétrons, da qual é derivada a massa do gás vezes a sua temperatura ponderada dentro de uma certa região do espaço. Essas regiões podem ser escolhidas de forma que a massa do gás seja sempre proporcional à massa total do aglomerado. Assim sendo, o parâmetro observável Y pode ser usado para medir a massa do aglomerado, uma vez que a relação entre Y e massa foi calibrada [48]. O parâmetro total integrado de comptonização que se relaciona com D_A é dado por:

$$Y_{SZ} D_A^2 = \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \int P dV. \quad (2.29)$$

Na equação (2.29), vemos que o sinal integrado será proporcional ao parâmetro de Compton Y_{SZ} onde D_A é a medida da distância de diâmetro angular do sistema. Como a pressão do gás é diretamente relacionada ao poço potencial gravitacional, $Y_{SZ} D_A^2$ deve ser fortemente relacionado à massa [73]. O parâmetro Y_X é o análogo em raios-X e nos fornece, por definição, a medida da quantidade térmica total do MIA que é dominado pelo processo de gravitação da acreção do gás [71]. Tal parâmetro é analogamente relacionado ao fluxo integrado em baixas frequências Y_{SZ} e também relacionado à energia térmica total do MIA. [74, 75, 69, 70]. Primeiramente apresentado por [70] Y_X é definido por:

$$Y_X = M_g T_X, \quad (2.30)$$

que relaciona $Y_X - M_g$, onde M_g é a massa derivada de gás quente a partir de dados de raios-X dentro de um raio de $(0.15 - 1)r_{500}$ e T_X é a temperatura média espectral. Esta relação é associada à energia térmica total do MIA e se correlaciona fortemente com a massa do aglomerado, tendo um espalhamento de cerca de 5-8%, sendo assim considerada uma relação rigorosa para a massa. Esta relação é relativamente insensível à fusão de aglomerados como já foi verificada em simulações por Poole et al. (2007) [76] e também por Raisa et al. (2011) [77] [70, 71, 78].

Uma relação importante de Y com a massa do aglomerado é dada na equação abaixo pelo modelo *auto-similar* [75, 70, 79]:

$$M = C_{Y_{SZ}} Y^{3/5} E(z)^{-2/5}, \quad (2.31)$$

onde C é uma constante e $E(z) = H(z)/H_0$. Este modelo é baseado na suposição de que a própria gravidade conduz a termodinâmica do MIA, além do fato de não ser sensível ao resfriamento e aquecimento do gás e à fusão de aglomerados [74, 70, 71]. A estimativa da massa é baseada dentro de um raio estabelecido para uma sobredensidade média estabelecida de $\Delta = 500$ com respeito à densidade crítica no redshift do aglomerado de acordo com [80]

$$M_\Delta = M(< r_\Delta); \frac{M_\Delta}{4/3 \pi r_\Delta^3} = \Delta \times \rho_c. \quad (2.32)$$

De acordo com a equação (2.32) r_{500} e M_{500} são encontrados através de

$$C(T_X M_{gas}(r))^\alpha E(z)^{-2/5} = 500 \times \frac{4}{3} \pi r_\Delta^3 \rho_c(z), \quad (2.33)$$

onde C e α são parâmetros da aproximação da lei de potência para a relação $M_{tot} - Y_X$,

$$M_{Tot} = C Y_X^\alpha E(z)^{-2/5}. \quad (2.34)$$

A calibração realizada por A. Vikhlinin et al. [80] na relação acima, utilizando os dados do Chandra para todos os aglomerados, nos fornece o melhor ajuste para a lei de potência. Esta relação se aproxima do esperado na relação escalar auto-similar:

$$ME(z)^{2/5} \propto Y_X^{0.53 \pm 0.04}. \quad (2.35)$$

No caso da exclusão de aglomerados mais frios e fazendo o ajuste para 17 aglomerados de acordo com A. Vikhlinin et al. [80], o ajuste de potência na relação torna se:

$$ME(z)^{2/5} \propto Y_X^{0.57 \pm 0.05}, \quad (2.36)$$

a qual é completamente consistente com a relação auto-similar (ver linha pontilhada na figura 2.9). Na figura 2.9 verificamos a relação $M_{Tot} - Y_X$, onde podemos notar que o resultado de (2.36), representado pela linha tracejada, é bastante coerente com o modelo auto-similar. Nos círculos abertos azuis podemos ver as medidas feitas em lentes fracas por [81], que não foram empregadas no ajuste.

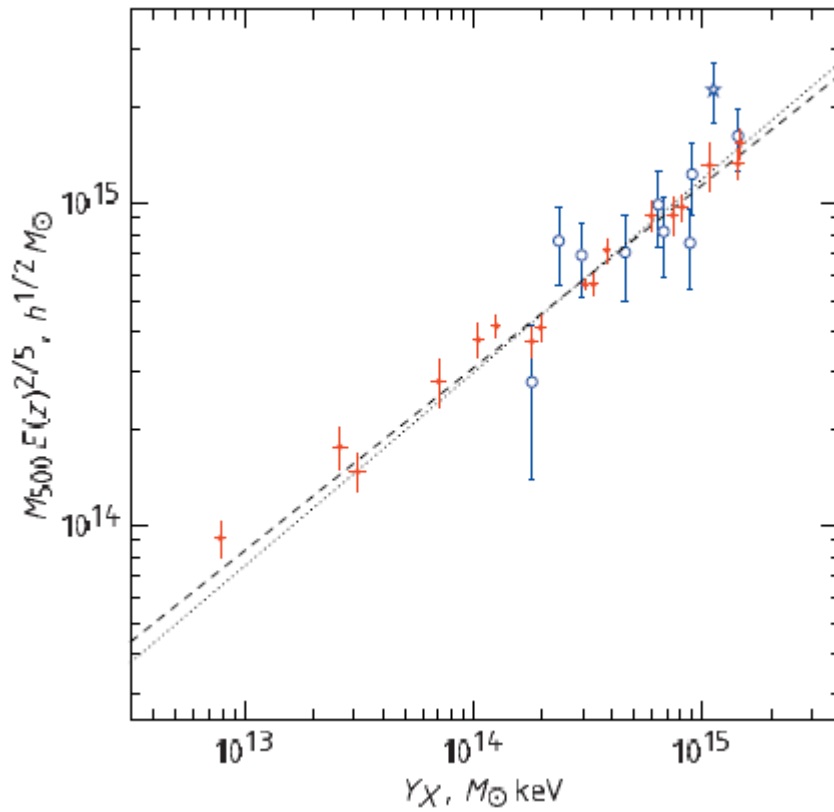


Figura 2.9: Calibração de $M_{\text{Tot}} - Y_X$. Os pontos com barras de erros nos mostram os resultados de Chandra de Vikhlinin et al. (2006) [80, 82]. A linha tracejada mostra o ajuste de lei de potência (excluindo aglomerados de baixa massa) com inclinação livre. A linha pontilhada mostra o ajuste com inclinação fixada para o valor do auto-similar, 3/5. Os círculos abertos mostram medidas de lentes fracas feitas por Hoekstra [81]. A amostra isolada (estrela aberta) é o aglomerado A 1689, caso conhecido de uma grande estrutura superposta ao longo de uma linha de visada. Fonte: [80].

No capítulo seguinte, discutimos as principais características referentes ao estudo dos aglomerados de galáxias e como essas informações serão importantes no desenvolvimento do trabalho. Vamos enfatizar a utilização dos aglomerados de galáxias como ferramentas para extrair informações cosmológicas, além de mostrar os principais levantamentos cosmológicos que são utilizados atualmente.

Capítulo 3

Testes cosmológicos a partir de aglomerados galácticos

O uso de aglomerados de galáxias no estudo da cosmologia remonta historicamente desde a década de 1930, através da descoberta da matéria escura no aglomerado de Coma por Zwicky [32]. A partir de 1980, melhores observações de aglomerados de galáxias puderam ser realizadas, permitindo o teste de modelos cosmológicos [51, 60]. Tais observações também são utilizadas para obtenção e refinamento de vínculos cosmológicos, como por exemplo o parâmetro de densidade de massa Ω_m , a amplitude de flutuação de matéria σ_8 , a constante de Hubble H_0 , o parâmetro de densidade de energia escura (Ω_Λ), etc. [9]. Além disso, uma das importâncias do estudo de aglomerados de galáxias é explicar a natureza da matéria e energia escura.

Diversas ferramentas podem ser utilizadas para a extração de dados de aglomerados de galáxias. Temos, por exemplo, o número de densidade observada como função de massa que é usada na contagem de aglomerados dentro de um volume comóvel. Tal quantidade é comparável com modelos teóricos que são calibrados com simulações de N-corpos. Ademais, o ESZ e raios-X são utilizados em Surveys, que também abrangem observações em multi-comprimentos de ondas de amplas áreas do céu, aprimorando o nosso conhecimento acerca dos aglomerados de galáxias como sistemas astrofísicos e, dessa forma, fortalecendo ainda mais o uso destes para estudos cosmológicos [83].

3.1 Contagem de aglomerados de galáxias

3.1.1 A função de massa das galáxias

Por conta da escala cosmológica do tempo ser muito grande, não é possível observarmos a evolução temporal de aglomerados de galáxias, isto é, o seu processo de evolução estrutural. Ao invés disso, notamos como a população de um aglomerado se modifica com o redshift. Visto isso, uma importante ferramenta utilizada para é a *função de massa de aglomerados* que nos mostra a densidade numérica de aglomerados maior que certo valor M para um elemento

de volume comóvel [48, 84]. Temos que a densidade comóvel numérica de elementos colapsados e viralizados em um intervalo de massa $[M, M + dM]$ para um dado redshift z é dada por:

$$\frac{dn(M, z)}{dM} = -\frac{\rho_M}{M} \frac{d \ln \sigma(M, z)}{dM} f(\sigma), \quad (3.1)$$

onde ρ é a densidade comóvel de background, σ é a variância linear da densidade de campo e $f(\sigma)$ é a função de massa. A função de massa pode ser expressa segundo o formalismo analítico proposto por Press e Schechter [85] que é dada por

$$f(\sigma, PS) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\delta_c}{\sigma} \exp\left[-\frac{\delta_c^2}{2\sigma^2}\right], \quad (3.2)$$

sendo $\delta_c = 1.86$ é um parâmetro limite de sobredensidade esférica linear, acima do qual a região se colapsa. Além disso, as perturbações são consideradas gaussianas com variância da massa de um campo de densidade linear escrita por

$$\sigma(M, z)^2 = \sigma(R, z)^2 = \frac{D^2(z)}{2\pi^2} \int_0^\infty k^2 P(k) W^2(kR) dk, \quad (3.3)$$

onde temos $P(k)$ como sendo o espectro de potência do campo de densidade linear, $D(k) = \delta(z)/\delta(0) = 1$ é a função de crescimento normalizada no presente e $W(kR)$ é a transformada de Fourier de um filtro top-hat esférico de raio R com $W(kR) = 3(\sin(kR)/(kR)^3 - \cos(kR)/(kR)^2)$ para uma massa correspondente de [48]

$$M = \frac{4\pi}{3} \rho_{m0} R^3. \quad (3.4)$$

O espectro de potência $P(k)$ é normalizado de modo que a amplitude da flutuação da matéria seja $\sigma_R = \sigma_8$ para $R = 8h^{-1} \text{Mpc}$. Porém, este formalismo apresenta uma baixa precisão em relação ao limite de massa quando comparado às simulações numéricas [86]. Da mesma forma, podemos ver que a partir da modificação do formalismo de Press e Schechter, temos a função de massa de Sheth e Tormen [87] que, ao invés de um colapso esférico, é uma função ajustada levando em conta um colapso elipsoidal em regiões sobredensas para diversas simulações atuais. A função de massa de Sheth e Tormen é dada por:

$$f(\sigma, ST) = A \sqrt{\frac{2a}{\pi}} \left[1 + \left(\frac{\sigma^2}{a\delta_c^2} \right)^p \right] \frac{\delta_c}{\sigma} \exp\left[-\frac{a\delta_c^2}{2\sigma^2}\right], \quad (3.5)$$

onde $A = 0.3222$ é uma constante de normalização. Os valores $a = 0.707$ e $p = 0.3$ correspondem a ajustes obtidos para o modelo Λ CDM com simulações de N-corpos. Por último, temos a função de halo definida pelos autores de [84]:

$$f(\sigma, z; X) = \frac{M}{\rho_0} \frac{dn_X(M, z)}{d \ln \sigma^{-1}}, \quad (3.6)$$

onde X é a identificação do modelo cosmológico e o localizador de halos, $n(M, z)$ é a abundância de halos com massa menor do que M em um redshift z e $\rho_0(z)$ é a densidade média do universo naquela época. A. Jenkins et al. [84] fizeram simulações de N-corpos a fim de prever a abundância de halos escuros em um universo CDM (cold dark matter). Para isto, utilizaram dois algoritmos para a identificação dos halos de matéria escura: o *friends-of-friends* (FOF) e o localizador de sobredensidade esférica [*spherical overdensity* (SO)] para os modelos cosmológicos Λ CDM e τ CDM. Neste mesmo estudo, em um resultado mais geral, os autores encontraram uma única fórmula de ajuste que descreve as funções de massa em diversos modelos cosmológicos (Λ CDM, OCDM, SCDM e τ CDM). O ajuste encontrado para estas simulações é dado por

$$f(M) = 0.315 \exp(-| \ln \sigma^{-1} + 0.61 |^{3.8}), \quad (3.7)$$

que é válido para um intervalo $-1.2 \leq \ln \sigma^{-1} \leq 1.05$. Esta única fórmula ajusta todas as funções de massa com uma precisão acima de 20%.

3.1.2 Contagem de aglomerados e volume comóvel

Sabendo se a densidade numérica de aglomerados por unidades de massa $dn(M, z)/dM$, a contagem de um número comóvel de aglomerados para um dado volume é obtido para um intervalo de redshift $[z_1, z_2]$ cuja massa M está acima de um limite de massa mínima M_{min} ,

$$\frac{dN}{dz} = f_{c\acute{e}u} \frac{dV}{dz} \int_{M_{min}}^{\infty} \frac{\rho_m}{M} \frac{d \ln \sigma^{-1}(M, z)}{dM} f(\sigma; ST) dM, \quad (3.8)$$

onde $f_{c\acute{e}u}$ é a fração do céu observada e dV/dz é o elemento de volume comóvel por intervalo de redshift. O volume comóvel para um dado redshift z pode ser reescrito como,

$$V(z) = 4\pi \int_0^z dz' \frac{d_L^2(z')}{(1+z')^2 H(z')}, \quad (3.9)$$

com $d_L(z)$ sendo a distância de luminosidade dada por

$$d_L(z) = (1+z) \int_0^z \frac{dz'}{H(z')}, \quad (3.10)$$

onde $H(z)$ é o parâmetro de Hubble. Por outro lado, temos que, para um modelo cosmológico envolvendo a evolução do parâmetro da equação de estado da energia escura, temos que o parâmetro de Hubble normalizado para o tempo atual (H_0) é expresso por:

$$E(z) = \frac{H(z)}{H_0} = \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda(1+z)^{3(1+w)}}, \quad (3.11)$$

sendo $\Omega_\Lambda = \rho_\Lambda^{(0)}/\rho_{cr}^{(0)}$. Para o caso de nos restringirmos a um universo plano:

$$\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1. \quad (3.12)$$

O efeito cosmológico está relacionado com a função de massa e o elemento de volume enquanto que a massa limite (M_{min}) e a fração do céu ($f_{céu}$) estão relacionadas com as observações. A abundância dos aglomerados de galáxias é sensível à amplitude das flutuações de densidade enquanto que a evolução desta abundância é sensível ao parâmetro de densidade, Ω_0 [52, 84, 88, 89].

3.1.3 Vínculos e modelos de evolução de energia escura

Os autores de [78] obtiveram vínculos de $\Omega_m - \sigma_8$ a partir da normalização de função de massa. A normalização da função de massa do aglomerado é exponencialmente sensível à amplitude do espectro de potência da matéria σ_8 , assim como à densidade de matéria Ω_m em um raio comóvel de $8h^{-1}\text{Mpc}$. Foram selecionadas amostras observadas em raios-X de aglomerados galácticos para um modelo cosmológico ΛCDM plano. Neste caso, foi computado através da função de probabilidade do aglomerado usando a função de massa de uma amostra local, o valor: $\sigma_8 = 0.803 \pm 0.0105$ (utilizando todas as amostras) para o valor fixo $\Omega_m = 0.25$, onde utilizaram o prior do Hubble Space Telescope (HST) na constante de Hubble. Para um modelo de universo plano com equação de estado de energia escura constante, Vikhlinin et al. [78] obtiveram, para relação do parâmetro densidade de energia escura $\Omega_X = 1 - \Omega_m$ e para o parâmetro da equação de estado constante ($\omega_0 = P_X/\rho_X$), os seguintes resultados: $\Omega_X = 0.75 \pm 0.04$ e $\omega_0 = -1.14 \pm 0.21$, que foram obtidos através da função de massa dos aglomerados com prior do HST na constante de Hubble.

No que diz respeito à modelos de energia escura, podemos citar três tipos de casos que são comumente utilizados no que diz respeito à restrição de parâmetros cosmológicos para

modelos cosmológicos mais gerais. O primeiro deles é a equação de estado de evolução $\omega = \omega(z)$ o segundo é a equação de estado constante para um universo não plano [78]. A parametrização mais comum é a de Chevallier-Polarski-Linder (CPL) [78, 90, 91, 92, 93, 94, 95] na qual a evolução da equação de estado muda linearmente com o fator de expansão e é dada por

$$\omega(a) = \omega_0 + \omega_a(1 - a), \quad (3.13)$$

ou

$$\omega(a) = \omega_0 + \frac{\omega_a z}{1 + z}, \quad (3.14)$$

sendo a o fator de escala. Finalmente, no último caso, temos uma expressão mais geral introduzida por D. Rapetti, Allen & Weller (2005) [96] que tem a seguinte forma:

$$\omega(z) = \frac{\omega_{et} + \omega_0 z_t}{z + z_t}, \quad (3.15)$$

onde ω_0 e ω_{et} são as equações de estado no tempo presente e mais antigo e z_t é o redshift de transição entre as duas épocas. A vantagem desse modelo é a sua aplicabilidade nos dados atuais, que restringem o parâmetro em $z < 1$ [92, 96].

3.2 Levantamentos

Desde meados da década de 1950, quando os levantamentos do universo em larga escala começaram a ser feitos através das placas fotográficas [49], vários mapeamentos para o censo intergaláctico já foram realizados. Alguns estão em curso ou em fase de projeto e tem como objetivo o estudo da estrutura em larga escala, além do entendimento da dinâmica do universo e da sua expansão. Listaremos abaixo alguns dos levantamentos (*surveys*) mais destacados que estão em operação, além de alguns em fase de elaboração.

2dF Galaxy Redshift Survey (2dFGRS) – É um levantamento conduzido pelo *Anglo Australian Observatory* (AAO), onde opera um telescópio de 4 metros. Este survey foi projetado para medir redshifts de aproximadamente 250 mil galáxias cobrindo uma área aproximada de 1500 graus², podendo observar 400 objetos simultaneamente em uma área de 2 graus². Seu objetivo é o estudo da formação de galáxias e cosmologia (<http://www.2dfgrs.net/>) [97].

Sloan Digital Sky Survey (SDSS) – Este projeto superambicioso começou a operar no ano 2000 e já está no seu quarto levantamento (SDSS-IV). Neste, utiliza-se um telescópio dedicado de 2.5m, F/5 com uma câmera de 120 megapixels cobrindo 1.5 graus² do céu, contando também com um par de espectrógrafos de fibra óptica que é capaz de observar mais de 600 galáxias e quasares em uma única observação. O conjunto está localizado no *Apache Point Observatory*, no Novo México, e é feito para registrar o céu profundo em multicolor cobrindo mais de um quarto do céu e criando um mapa 3D para cerca de 200 milhões de objetos. Os dados do levantamento são liberados para o público e a comunidade científica (<http://www.sdss.org/>) [98].

Dark Energy Survey (DES) – Este projeto começou suas atividades em agosto de 2013 e utiliza uma câmera de 520 megapixels (DECam) instalada no telescópio de 4 metros Blanco do *Cerro Tololo Inter-American Observatory* (CTIO), realizando imagens em uma área de 5000 graus² do hemisfério sul, abrangendo cerca de 300 milhões de galáxias até $z = 1.5$. Seu principal objetivo é estudar a natureza da energia escura através da combinação de medidas do número de densidade de aglomerados, lentes fracas, supernovas e aglomerados de galáxias (<https://www.darkenergysurvey.org/>) [99].

Javalambre Physics of the Accelerating Universe Astrophysical Survey (J-Pas) – O J-Pas começou a operar em 2014 e é responsável por cobrir uma área de pelo menos 8000 graus². Utiliza-se um conjunto de 56 filtros de banda estreita no ótico, onde seu principal instrumento é um telescópio de 2.5m. É esperada a medição de cerca de 14 milhões de galáxias em um intervalo de $1 < z < 1.2$ com uma precisão de $\sigma_z \sim 0.003 (1 + z)$, nos fornecendo assim, por conta da distância e posição dos objetos, um mapa em 3D. Seus principais objetivos são: medição de redshifts para objetos em $z \sim 1$; estudar população estelar em galáxias vizinhas; e resolver características espectrais amplas de objetos como AGNs e supernovas (<http://www.j-pas.org/>).

Subaru Prime Focus Spectrograph (PFS) – É um novo projeto de espectrógrafo onde espera-se ter a sua primeira luz em 2021. Esta pesquisa cosmológica cobrirá uma área de 1500 graus² possibilitando o registro de 3 milhões de galáxias entre $0.6 < z < 2.4$, abrangendo do ultravioleta próximo passando pelo visível até o infravermelho próximo (<http://pfs.ipmu.jp/>) [99].

Missão Euclid Agência Espacial Europeia (ESA) – A missão Euclid da ESA está inicialmente planejada para ser lançada em 2021 e trará observações cosmológicas através de imagens e surveys espectroscópicos. O seu objetivo científico é entender a razão da expansão do universo e a natureza da energia escura. A sonda será equipada com um espelho de 1.2m e irá observar objetos até $z \sim 2$ em uma área de 15.000 graus² (<http://sci.esa.int/euclid/>) [99].

Neste capítulo, discutimos as principais ferramentas referentes ao estudo da cosmologia através dos aglomerados de galáxias e mostramos os principais levantamentos cosmológicos. No capítulo quatro, introduzimos a fração de gás e o parâmetro de depleção que são os principais parâmetros estudados nesse trabalho.

Capítulo 4

Fração de bárions

A fração de bárions é definida como sendo a razão entre a massa de gás e a massa total de um aglomerado de galáxias [ver equação (4.1)]. É esperada a existência da fração de bárions em escalas cosmológicas, pois é difícil imaginar como em estruturas grandes – tais como aglomerados de galáxias, com raios viriais entre 1.5-10 Mpc – a mistura entre bárions e matéria escura seria diferente da média cósmica. Mecanismos que contribuem para a redução de bárions no aglomerado não são efetivos por conta do potencial gravitacional do aglomerado e do seu tamanho. Assim, a taxa de matéria bariônica e matéria total deverão ser próximas à taxa dos parâmetros cosmológicos medidos a partir da RCF tal que

$$f_{gas} = \frac{M_{gas}}{M_{Tot}} \sim \frac{\Omega_b}{\Omega_m}. \quad (4.1)$$

A matéria bariônica é vista em um dado aglomerado de galáxias na forma de estrelas e constituintes de galáxias, fazendo parte de cerca de 15% da massa total. Também é vista como um gás quente e difuso no MIA através da emissão em raios-X e não costuma variar entre aglomerados, possuindo, assim, um valor uniforme onde o restante da matéria constituinte total está na forma de matéria escura [20, 7]. Utilizando a combinação de medidas da fração de matéria bariônica através de observações de raios-X junto com a determinação do parâmetro de densidade bariônica Ω_b a partir de dados da RCF, ou cálculos a partir da nucleossíntese primordial, é possível medir o parâmetro de densidade de matéria Ω_m [100]. Medidas de fração de bárions em aglomerados de galáxias foram inicialmente usadas por Sasaki (1996) [64] e Pen (1997) [101] com o objetivo de propor um novo método para estimar parâmetros cosmológicos e de energia escura, onde a massa da fração de gás do aglomerado, obtida por raios-X, é proporcional à distância angular até o aglomerado em função do redshift segundo

$$f_{gas} \propto d_A^{3/2}. \quad (4.2)$$

A fração de massa pode ser relacionada aos parâmetros cosmológicos através da seguinte equação [64, 100, 102, 103]:

$$f_{gas}(z) = A(z)K(z)\gamma(z) \left(\frac{\Omega_b}{\Omega_m} \right) \left[\frac{D_A^{ref}(z)}{D_A(z)} \right]^{3/2}, \quad (4.3)$$

onde Ω_b é o parâmetro de densidade de bárions e $D_A(z)$ e $D_A^{ref}(z)$ correspondem, respectivamente, às distâncias de diâmetro angular até os aglomerados no modelo testado e no modelo cosmológico de referência (indicado por “ref”). Assim, a razão entre as distâncias nos irá fornecer a variação esperada na fração de gás de acordo com o modelo cosmológico. O termo $K(z)$ quantifica a imprecisão de calibração do instrumento, assim como qualquer desvio em massas medidas por conta de subestruturas, movimentos de massas e/ou pressão não térmica no gás dos aglomerados. $A(z)$ corresponde ao fator de correção angular e tem valor próximo de um para todos os modelos cosmológicos e redshifts de interesse, podendo ser negligenciado sem perda significativa de precisão para a maioria dos trabalhos. $\gamma(z)$ é o parâmetro de depleção do bárion que será detalhado na seção 4.2. Por ser praticamente constante em largas escalas, a fração de gás dos aglomerados acaba sendo uma ótima ferramenta para eventuais testes cosmológicos e medidas de restrições de parâmetros cosmológicos tais como o parâmetro de densidade de matéria Ω_m e o de densidade de matéria bariônica Ω_b . Um ponto importante a se comentar a respeito da distribuição bariônica em aglomerados e grupos galácticos é que Lagana et al. (2013) [104] examinaram a distribuição de bárions em 123 sistemas, entre grupos e aglomerados de galáxias com redshift $0.02 < z < 1.30$, e observaram que a fração de massa do gás não depende da massa total para sistemas mais massivos do que $10^{14} M_\odot$ [103].

4.1 Testes e vínculos

Como exemplo do uso, podemos citar os autores da referência [105], que utilizaram o *ansatz* que assume uma fração do gás constante em largas escalas para estabelecer novos limites para os parâmetros Ω_m e ω considerando o modelo de energia escura plana. Os dados de aglomerados de galáxias utilizados pelos autores correspondem a sistemas regulares e relaxados cujos perfis da fração de gás são basicamente planos por volta de r_{2500} . Na análise, foram consideradas seis amostras de aglomerados entre $0.1 < z < 0.5$ [106, 107]. As estimativas dos parâmetros são compatíveis com resultados obtidos por diferentes métodos (ver tabela I da referência [105]).

Allen et al. [108], utilizando a fração de massa de gás, f_{gas} , a partir de medidas em raios-X do *Chandra* em 26 aglomerados de galáxias quentes ($KT \geq 5 \text{ Kev}$) e dinamicamente

relaxados abrangendo os redshifts $0.07 < z < 0.9$ dentro de r_{2500} , apresentaram detecções claras dos efeitos da energia escura em distâncias até os aglomerados. Além disso, foram apresentados vínculos para densidade de matéria, $\Omega_m = 0.24 \pm 0.04$, no modelo cosmológico Λ CDM assumindo geometria plana, em conformidade com as medidas obtidas por RCF e para Supernovas SN Ia, além de outros parâmetros em diferentes modelos cosmológicos.

Posteriormente, em [100], foram utilizadas medidas do Chandra para a fração de gás, f_{gas} , em raios-X luminosos para 42 amostras de aglomerados de galáxias quentes ($KT > 5 \text{ Kev}$) e dinamicamente relaxados abrangendo uma faixa de redshift $0.05 < z < 1.1$ dentro de r_{2500} . Os autores primeiramente utilizaram seis amostras de aglomerados para redshifts menores que $z \leq 0.15$ de modo a restringir a densidade média de matéria do universo Ω_m em um universo Λ CDM não plano, no intuito de minimizar incertezas correlacionadas com a natureza da componente da energia escura, e encontraram como resultado $\Omega_m = 0.28 \pm 0.04$, o que está de acordo com o resultado obtido para todas as amostras. Em seguida, foram analisadas medidas de Ω_m e Ω_Λ no modelo Λ CDM não plano utilizando dados da fração de gás de todas as 42 amostras de aglomerados. A figura 4.1 mostra os resultados obtidos para os contornos em vermelho cujos resultados são $\Omega_m = 0.27 \pm 0.06$ e $\Omega_\Lambda = 0.86 \pm 0.19$, estando Ω_m de acordo com o resultado obtido para seis amostras, como já discutido anteriormente. Na mesma figura, também podemos ver restrições em Ω_m e Ω_Λ obtidas a partir de dados da RCF (contornos em azul) e SN Ia (contornos em verde). O contorno interno laranja mostra os resultados obtidos a partir dos três conjuntos de dados combinados $f_{gas} + \text{RCF} + \text{SN Ia}$, cujos resultados são $\Omega_m = 0.275 \pm 0.033$ e $\Omega_\Lambda = 0.735 \pm 0.023$.

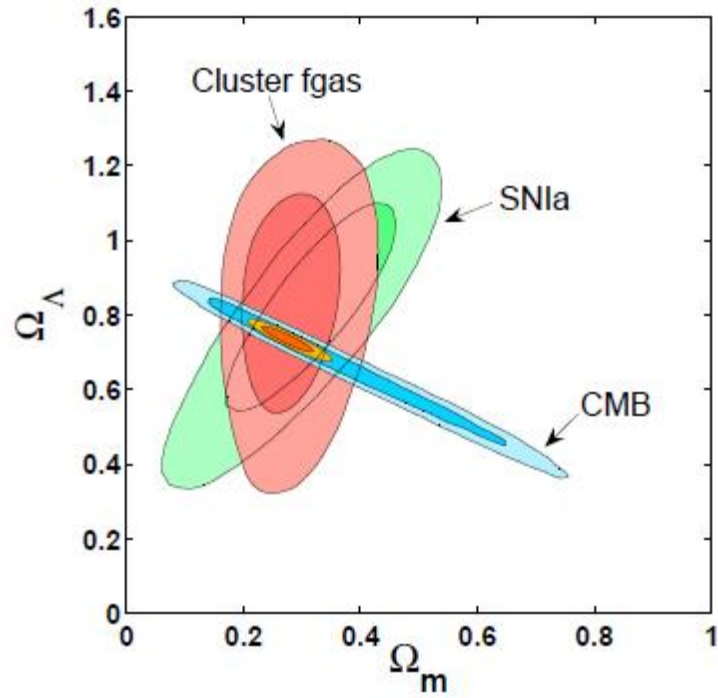


Figura 4.1: Níveis de confiança de 68.3% e 95.4% (1 e 2σ) no plano $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ para os dados de f_{gas} do Chandra (contornos vermelhos: Padrões priors em $\Omega_b h^2$ e h são usados) é mostrado também resultados obtidos pelos dados da RCF (contornos azuis) e resultados obtidos a partir de dados de supernovas SN Ia (contorno verde; ver referência [109]). O contorno interno laranja mostra a restrição obtida a partir da combinação dos três conjuntos de dados. Fonte: [100].

Os autores de [100] também investigaram o parâmetro da equação de estado da energia escura (ω) em um plano $\Omega_m - \omega$ onde é assumido um modelo geometricamente plano com ω sendo constante no tempo. O resultado obtido através do conjunto de dados vistos na figura 4.2 nos mostra que $\Omega_m = 0.253 \pm 0.21$ e $\omega = -0.98 \pm 0.07$ (contorno em laranja). Os resultados mostrados são consistentes com o modelo Λ CDM ($\omega = -1$).

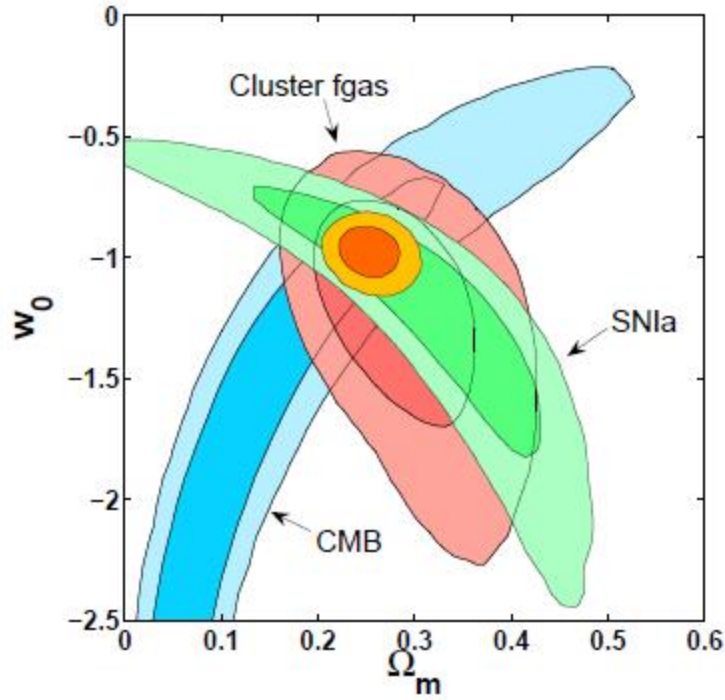


Figura 4.2: Níveis de confiança de 68.3% e 95.4% (1σ e 2σ) no plano (Ω_m, w_0) para os dados de f_{gas} do Chandra, (contornos vermelhos) além de resultados independentes mostrados a partir de resultados da RCF (contornos em azul) e dados de supernovas SN Ia (contornos em verde). O contorno interno laranja mostra o resultado obtido a partir dos três conjuntos de dados combinados. Fonte: [100].

Em uma análise mais geral, os autores de [100] permitiram que a equação de estado evoluísse com o redshift. Nesse caso os resultados para as restrições w_0 e w_{et} foram obtidos a partir de análises combinadas de f_{gas} + RCF + SN Ia levando em conta um universo plano e energia escura modelada pela equação (3.15). Podemos ver na figura 4.3 que os resultados obtidos das amostras de supernovas SN Ia extraídas da compilação de Davis et al. (2007) [109] não evidenciam a evolução da equação de estado da energia escura abrangendo os redshifts considerados. Os resultados da equação do estado da energia escura na época presente e anterior são, respectivamente, $w_0 = -1.05^{+0.31}_{-0.26}$ e $w_{et} = -0.83^{+0.48}_{-0.43}$, o que indica a consistência de ambos os resultados com o modelo Λ CDM ($w = -1$; constante).

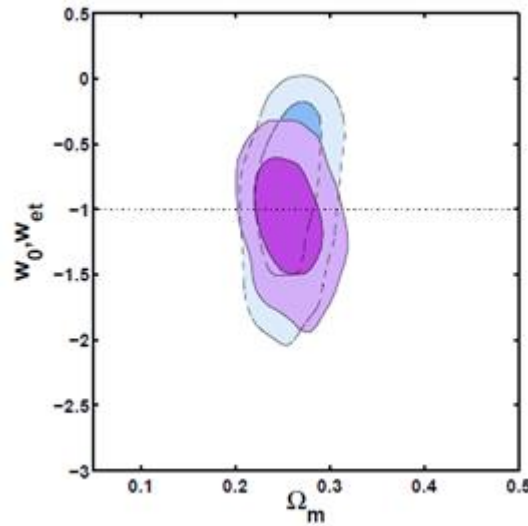


Figura 4.3: Nível de confiança de 68.3% e 95.4% no plano (Ω_m, W_0, W_{et}) determinado pelo conjunto de dados $f_{gas} + RCF + SN\text{ Ia}$ para o modelo mais geral de energia escura. Os contornos sólidos em lilás mostram os resultados em (Ω_m, W_0) . As linhas tracejadas em turquesa mostram os resultados para o plano (Ω_m, W_{et}) . A linha pontilhada na horizontal indica o modelo de constante cosmológica ($W_0 = W_{et} = -1$). Os resultados foram obtidos a partir de amostras de supernovas SN Ia de Davis et al. [109]. Fonte: [100].

4.2 Parâmetro de Depleção - $\gamma(z)$

O parâmetro de depleção, ou *depletion factor* $\gamma(z)$, é uma quantidade crucial que aparece na equação 4.3 que relaciona a fração de bárions em um aglomerado de galáxias com a fração de bárions a níveis cosmológicos. Este parâmetro é fundamental nos testes cosmológicos das frações de gás e que, por exemplo, fornecem os resultados das figuras 4.1 e 4.2 cujos valores têm sido obtidos a partir de simulações hidrodinâmicas. O parâmetro de depleção nos diz a taxa pela qual a fração de bárions em aglomerados de galáxias, f_{gas} , é exaurida em relação à média universal bariônica. Note que $\gamma(z)$ não pode ser diretamente observado, sendo assim necessária a realização de simulações hidrodinâmicas para um determinado modelo cosmológico a fim de calibrá-la. Seu valor atualmente aceito é de 0.84 com um erro de 10% [102, 103]. Se considerarmos a quantidade da fração de gás imutável com o redshift podemos utilizar $\gamma(z)$ como ferramenta para a determinação de parâmetros cosmológicos. Dessa forma, a partir da quantidade de gás para cada aglomerado podemos verificar se $\gamma(z)$ evolui com o redshift [64, 101, 110, 111, 112, 113, 114, 115, 116, 117, 118, 102]. Para estimarmos a quantidade gasosa e sua possível evolução com o redshift, simulações hidrodinâmicas foram utilizadas no intuito de calibrar $\gamma(z)$ [119, 120, 121, 122, 123, 124, 125, 126]. Considerando uma possível evolução de $\gamma(z)$ tal que [103]

$$\gamma(z) = \gamma_0(1 + \gamma_1 z), \quad (4.4)$$

onde temos que as variáveis γ_0 e γ_1 parametrizam a normalização e a evolução temporal respectivamente. Além de também considerar diferentes processos físicos nos aglomerados, Planelles et al. (2013) [126] e Battaglia et al. (2013) [125] mostraram que aglomerados quentes, massivos e dinamicamente relaxados com $M_{500} > 10^{14} M_{\odot}$, possuíam os seguintes valores: $0.55 \leq \gamma_0 \leq 0.79$ e $-0.04 \leq \gamma_1 \leq 0.07$ dependendo dos processos físicos que foram considerados nas simulações (veja a tabela 3 de Planelles et al. (2013) [126]). Para os valores de γ_0 e γ_1 correspondentes às simulações hidrodinâmicas não radioativas, o alcance de variações permitidas podem ser dadas como: $0.75 \leq \gamma_0 \leq 0.87$ e $-0.04 \leq \gamma_1 \leq 0.07$. Dessa forma, os autores não encontraram uma dependência significativa de $\gamma(z)$ para redshifts de aglomerados galácticos. Em tais procedimentos, os autores consideraram f_{gas} como uma medida cumulativa dentro do raio r_{2500} . Devemos considerar que os modelos que descrevem o MIA usados nas simulações hidrodinâmicas não abrangem a variedade total dos processos físicos permitidos pelo nosso entendimento atual.

Em um trabalho recente, Holanda et al. (2018) [127] obtiveram o parâmetro de depleção sem a utilização de simulações hidrodinâmicas. Para tal fim, foram consideradas somente observações cosmológicas de 40 medidas de frações de gás em raios-X e 580 medidas de distância de luminosidade feitas a partir de observações de supernovas SN Ia. Utilizando processos gaussianos para desvendar uma possível evolução temporal no parâmetro de depleção, os autores não encontraram nenhuma evidência para tal, o que confirmou os resultados atuais para simulações hidrodinâmicas.

Da mesma forma, no trabalho de Holanda R. F. L. (2018) [103], o parâmetro de depleção foi obtido sem simulações hidrodinâmicas a partir de um novo método proposto pelo autor, onde foram utilizados os dados de LaRoque et al. (2006) [128] e Bonamente et al. (2006) [129] com o *modelo- β duplo esférico não isotérmico* sendo utilizado para descrever o perfil de densidade e o perfil de temperatura das amostras utilizadas. Neste mesmo âmbito, foram utilizadas medidas de fração de gás e D_A obtidas do modelo Λ CDM plano a partir dos resultados do Planck, além de um conjunto de amostras que descrevem um perfil elíptico de De Filippis et al. (2005) [130].

No próximo, e último, capítulo, descrevemos as análises e resultados partindo de diferentes conjuntos de dados das mesmas amostras de aglomerados de galáxias. Iremos comparar com os resultados obtidos por Holanda R. F. L. (2018) [103] e analisaremos como $\gamma(z)$ se comporta em cada cenário apresentado neste trabalho.

Capítulo 5

Parâmetro de Depleção para diferentes tipos morfológicos

Diante do que já foi discutido no capítulo anterior, neste vamos explorar a influência de diferentes hipóteses físicas a fim de descrever os aglomerados de galáxias sobre o valor do parâmetro de depleção que é obtido através da metodologia utilizada em [103]. Inicialmente, nós vamos discutir a metodologia empregada, de acordo a referência [103] e, em seguida, comentamos sobre as amostras utilizadas por nós e por [103] e acerca das hipóteses consideradas para descrever os conjuntos de dados.

5.1 Metodologia

O *baryon depletion factor*, nossa quantidade de estudo, é obtido a partir de um rearranjo da equação (4.3), dessa forma obtemos

$$\gamma(z) = \frac{f_{gas}(z)}{K(\Omega_b/\Omega_M)} \left[\frac{D_A(z)}{D_A^{ref}(z)} \right]^{3/2}, \quad (5.1)$$

onde o uso desta quantidade será utilizada em nossas análises. Applegate et al. (2016) [131], através do uso de medidas de lentes gravitacionais fracas do projeto “Weighing the Giants” para calibrar medidas de raios-X do Chandra em aglomerados em equilíbrio hidrostático, massivos e relaxados, obtiveram o parâmetro $K(z)$ no valor de $K(z) = 0.96 \pm 0.09$ e nenhuma tendência significativa com massa, redshift ou indicadores cosmológicos foi verificada. De modo a realizar as análises neste trabalho, nós utilizamos os valores de Ω_b e Ω_m obtidos pelo satélite *Planck*, que podem ser vistos na tabela 1. As distâncias D_A para cada aglomerado de galáxias das análises foram obtidas a partir do ESZ e observações de raios-X, compilados por Bonamente et al. (2006) [56]. A distância D_A^{ref} (em Mpc) do modelo escolhido nas observações é obtida utilizando a equação padrão para o modelo plano Λ CDM:

$$D_A^{ref} = \frac{cH_0^{-1}}{(1+z)} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_M(1+z')^3 + (1-\Omega_M)}}, \quad (5.2)$$

onde c é a velocidade da luz. No modelo escolhido, temos que $H_0 = 70 \text{ Km/s/Mpc}$ e $\Omega_M = 0.3$.

Tabela 1: Síntese dos priors utilizados nesse trabalho ($h = H_0/100$) (Ade et al. 2015) [132].

Satélite	$H_0(\text{Km/s/Mpc})$	$\Omega_b h^2$	Ω_M
<i>Planck</i>	67.74 ± 0.46	0.02230 ± 0.00014	0.3089 ± 0.0062

5.1.1 Análise estatística

A análise estatística é feita a partir da função de distribuição de probabilidade que nos fornece o melhor ajuste possível dos dados, tal que $\mathcal{L} \propto e^{-\chi^2/2}$, sendo a função qui-quadrado χ^2 dada a partir do método dos mínimos quadrados,

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{38} \frac{(\gamma(z) - \gamma_{\text{obs}}(z))^2}{\sigma_{i,\text{obs}}^2}, \quad (5.3)$$

onde $\gamma(z) = \gamma_0(1 + \gamma_1 z)$ é a quantidade do nosso interesse, com γ_0 sendo o fator de normalização e γ_1 o fator que parametriza uma possível evolução com o redshift Z . $\gamma_{\text{obs}}(z)$ é a quantidade observacional dada pela equação (5.1) que é fornecida pelas amostras utilizadas neste trabalho. O valor $\sigma_{i,\text{obs}}^2$ representa erros estatísticos dos parâmetros K , Ω_m , Ω_b e f_{gas} .

5.2 Medidas

Esta seção é inteiramente relacionada com a obtenção dos dados que foram utilizados neste trabalho. No primeiro subtópico, veremos que a partir da combinação das observações das emissões de raios-X e do ESZ do MIA, podemos obter D_A para os aglomerados de galáxias. Na segunda parte, veremos como foram obtidas as medidas para a fração de massa do gás a partir do brilho superficial de raios-X.

5.2.1 Distância de diâmetro angular via ESZ e raios-X

Uma vez possuindo informações a respeito da densidade de elétrons (n_e) e dos perfis de temperaturas do gás quente do MIA, a distância de diâmetro angular (D_A) pode ser obtida através da combinação de medidas de brilho superficial de raios-X com os decrementos da temperatura no espectro da RCF através do ESZ [57, 58]. A técnica utilizada para tal é discutida abaixo. Primeiramente, a equação do ESZ é dada por [128, 103]:

$$\frac{\Delta T_0}{T_{CMB}} = f(\nu, T_e) \frac{\sigma_T K_B}{m_e c^2} \int_{l.o.s} n_e T_e dl, \quad (5.4)$$

onde T_e é a temperatura eletrônica, ΔT_0 é a temperatura de decremento termodinâmico central do ESZ, n_e é a densidade eletrônica do MIA, K_B é a constante de Boltzmann, $T_0 = 2.78 \text{ K}$ é a temperatura da RCF, m_e é a massa do elétron, c é a velocidade da luz e $f(\nu, T_e)$ descreve o deslocamento de frequência e correções relativísticas [133, 134]. Para o caso das emissões de raios-X em aglomerados de galáxias através da bremsstrahlung térmica e considerando o MIA constituído de hidrogênio e hélio, o brilho superficial de raios-X pode ser obtido através da equação

$$S_x = \frac{1}{4\pi(1+z)^4} \int n_e^2 \Lambda_{eH} dl, \quad (5.5)$$

sendo a integral calculada ao longo da linha de visada. Λ_{eH} é a função de resfriamento de raio-X, sendo esta proporcional à temperatura $T_e^{1/2}$ do gás [135]. Assumindo o modelo β -isotérmico clássico para a densidade do elétron do gás quente do MIA (vide equação (2.11) [56]) podemos trabalhar as equações (5.4) e (5.5) para encontrar a equação da distância de diâmetro angular [136, 129, 103]:

$$D_A(z) = \left[\frac{\Delta T_0^2}{S_{X0}} \left(\frac{m_e c^2}{k_B T_e} \right)^2 \frac{g(\beta)}{g(\beta/2)^2 \theta_c} \right] \times \left[\frac{\Lambda_e}{4\pi^{3/2} f(\nu, T_e)^2 (T_0)^2 \sigma T^2 (1+z)^4} \right], \quad (5.6)$$

com,

$$g(\alpha) \equiv \frac{\Gamma[3\alpha - 1/2]}{\Gamma[3\alpha]}, \quad (5.7)$$

onde r_c dado pela equação (2.11) é o raio do núcleo ($\theta_c = R_c/D_A$). Temos que S_{X0} é o brilho superficial central, β nos diz a inclinação para grandes raios, $\Gamma[\alpha]$ é a função gama e z é o redshift dos aglomerados.

5.2.2 Fração de Massa do gás em raios-X

Vimos que a fração de massa do gás em aglomerados de galáxias definida na equação (4.1) é a razão entre a massa do gás (M_{gas}) e a massa total (M_{Tot}). A massa do gás é obtida através da integral da densidade eletrônica em certo volume como já vimos na seção (2.3.2) e é dada por [103]:

$$M_{gas}(r) = \varsigma \int_0^{r/D_A} \left(1 + \frac{\theta^2}{\theta_c^2}\right)^{-3\beta/2} \theta^2 d\theta, \quad (5.8)$$

onde o perfil de densidade eletrônica considerado segue a equação (2.11). Na equação acima, temos que $\varsigma = 4\pi\mu_e n_{e0} m_p D_A^3$, onde μ_e é o peso molecular médio dos elétrons e m_p é a massa do próton. Assumindo o gás em uma condição isotérmica para certo modelo cosmológico e uma dada distância de diâmetro angular, a densidade central de elétrons (n_{e0}) pode ser analiticamente obtida através das equações (2.11) e (5.5) [128], resultando em

$$n_{e0}^{x-ray} = \left(\frac{S_{x0} 4\pi (1+z)^4 \Gamma(3\beta)}{\Lambda_{eH} D_A \pi^{1/2} \Gamma\left(3\beta - \frac{1}{2}\right) \theta_c} \right)^{1/2}. \quad (5.9)$$

No caso da massa total, assumimos a condição de equilíbrio hidrostático (ver seção 2.3.3). Supondo um cenário isotérmico, a massa pode ser dada por [64, 137, 128]

$$M_{Tot}(r) = \frac{3\beta \kappa T_e D_A}{G \mu m_p} \frac{\theta^3}{\theta_c^2 + \theta^2}, \quad (5.10)$$

com o perfil de densidade eletrônica novamente de acordo com a equação (2.11). Dessa forma, podemos calcular a fração de massa do gás de raios-X ($f_{gas} = M_{gas}/M_{Tot}$) para as 38 amostras. Os valores exatos da fração de massa do gás usados em nossas análises podem ser encontrados na Tabela 4 de LaRoque et al. (2006) [128].

5.3 Dados

Neste trabalho, foram utilizadas 38 amostras de aglomerados galácticos entre os redshifts $0.14 \leq z \leq 0.89$ para a extração de dados da distância de diâmetro angular e fração de gás. De acordo com LaRoque *et al.* (2006) [128], as medidas foram derivadas de observações de raios-X realizadas pelo Chandra e os dados do ESZ [57] de medidas interferométricas foram extraídos dos projetos *Berkeley-Illinois-Maryland Association* (BIMA) e *Owens Valley Radio Observatory* (OVRO). Todos os aglomerados considerados possuem massa total superior a $10^{14} M_\odot$ e são aglomerados quentes ($T_X \geq 5 \text{ keV}$). Para a fração de gás em raios-X (f_{gas}^{x-ray}), foi assumido que a densidade do gás foi modelada pelo modelo- β isotérmico e a região central do aglomerado foi cortada ($r < 100 \text{ Kpc}$ – cut model) de modo a excluir a região fria (cooling region). A este modelo, foi atribuída uma simetria esférica onde as medidas foram feitas assumindo r_{2500} . As medidas de distância de diâmetro angular foram realizadas pelo mesmo conjunto de aglomerados galácticos analisados por LaRoque et al.

(2006) [128]. Nesse mesmo âmbito, Bonamente et al. (2006) [129] definiu 38 medidas de D_A excluindo a região central do núcleo ($r < 100 \text{ Kpc}$ – cut model) para dados de raios-X, através dos dados do Chandra e dos projetos de medidas interferométricas do ESZ (projetos BIMA/OVRO), assumindo os mesmos perfis de temperatura do gás e de densidade de matéria escura adotados por LaRoque et al. (2006) [128] através do modelo- β isotérmico.

Em relação ao cut model, as medidas de T_X são feitas em uma concha que varia entre $100 \text{ Kpc} - r_{2500}$ (ver tabela 4 de Bonamente et al. (2006) [129]). No que se refere ao uso dos dados interferométricos do ESZ para a obtenção de D_A dos 38 aglomerados, a região central foi considerada já que os dados estão ajustados em um plano Fourier. Apesar disso, os dados do ESZ possuem pouco impacto nos parâmetros derivados dos aglomerados, pois são menos sensíveis ao núcleo denso do que os dados de raios-X [129]. É importante destacar que as técnicas ESZ/raios-X para a medição de distâncias é completamente independente do parâmetro γ [103].

O conjunto de dados que utilizamos neste trabalho são os mesmos de [103], com a diferença de que as restrições observacionais no parâmetro de depleção são diferentes. Holanda, R. F. L. [103] utilizou 38 amostras de aglomerados extraídas de LaRoque et al. (2006) [128] e Bonamente et al. (2006) [129], que fornecem a fração de gás e a distância de diâmetro angular e foram descritas pela mesma densidade eletrônica e perfil de temperatura: o modelo- β duplo esférico não isotérmico. No mesmo trabalho de [103] também foram analisadas 25 amostras de aglomerados de galáxias de De Filipis et al. (2005) [130] que estão entre $0.023 \leq z \leq 0.784$ e são descritas pelo modelo- β 2D isotérmico de perfil elíptico. Além disso, os *priors* utilizados por Holanda R. F. L. (2018) [103] foram também utilizados nesse trabalho.

5.4 Resultados e discussão

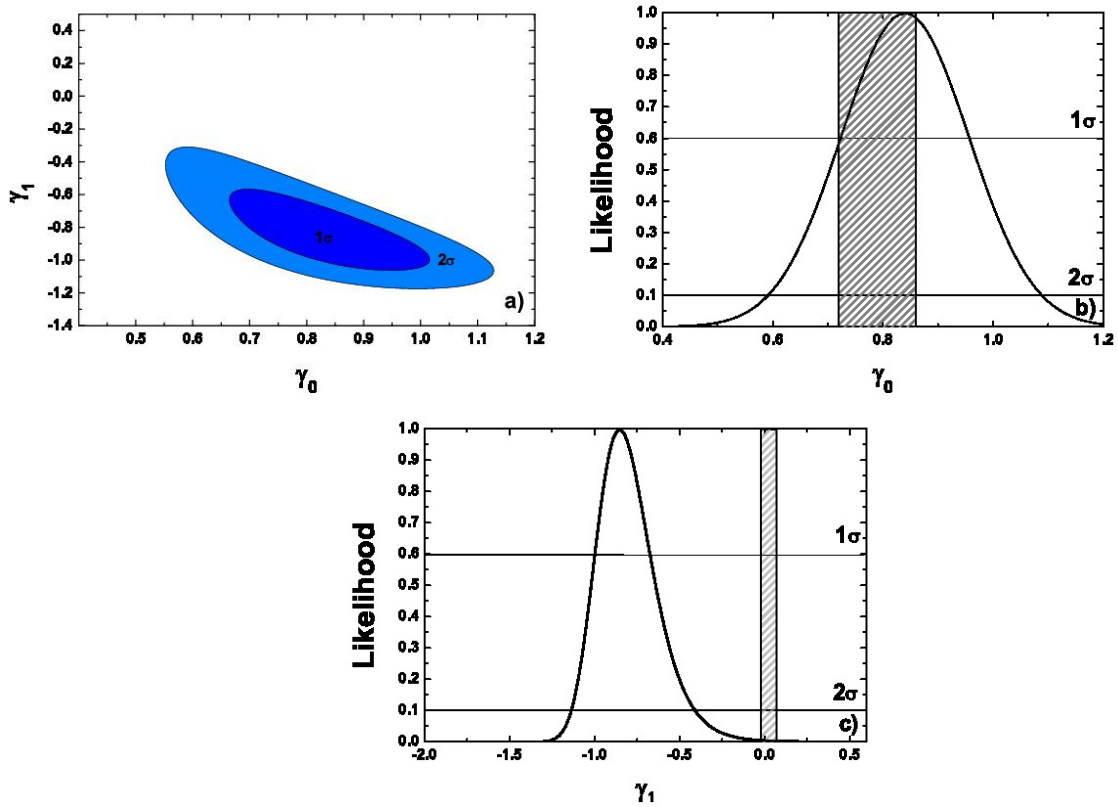


Figura 5.1: Restrições na possível evolução temporal de $\gamma(z)$ onde $\gamma(z) = \gamma_0(1 + \gamma_1 z)$ utilizando medidas de f_{gas} e D_A de Bonamente et al. (2006), ambas com o cut model. Em (a) é mostrado o plano (γ_0, γ_1) . As figuras (b) e (c) mostram as probabilidades de γ_0 e γ_1 respectivamente.

A partir da análise dos dados da fração gás e da distância de diâmetro angular das amostras de aglomerados obtidas pela técnica ESZ/raios-X (ambos com cut model), mostramos na figura 5.1(a) o plano (γ_0, γ_1) em uma região estatística 1σ e 2σ para os dois parâmetros livres. Para este caso, nós obtemos $\gamma_0 = 0.81 \pm 0.14$ e $\gamma_1 = -0.85 \pm 0.26$ em 1σ . Na figura 5.1(b), podemos ver a probabilidade para γ_0 marginalizando em γ_1 , onde obtemos $\gamma_0 = 0.80 \pm 0.08$ em 1σ . Já na figura 5.1(c), nota-se que o valor obtido de γ_1 é significativo em 1σ , isto é, $\gamma_1 = -0.85 \pm 0.25$. Tal valor assinala uma evolução temporal da fração do gás, onde a área tracejada em ambos os gráficos indica resultados de simulações: $\gamma_0 = 0.81 \pm 0.06$ e $0.02 \leq \gamma_1 \leq 0.07$ [126].

Por outro lado, observamos na figura 5.2 um resultado distinto ao analisarmos os dados da fração de massa do gás com o cut model, utilizando a distância de diâmetro angular, obtidas a partir dos dados do satélite *planck* (tabela 1) para o modelo Λ CDM. Na figura 5.2(a) mostramos o plano (γ_0, γ_1) em uma região estatística 1σ e 2σ para os dois parâmetros livres. Para este caso, nós obtemos $\gamma_0 = 0.78 \pm 0.06$ e $\gamma_1 = -0.05 \pm 0.10$ em 1σ . Na figura 5.2(b)

podemos ver a probabilidade para γ_0 marginalizando em γ_1 , onde nós obtemos $\gamma_0 = 0.85 \pm 0.05$ em 1σ . Na figura 5.2(c), notamos que o valor de γ_1 para 1σ é $\gamma_1 = 0.01 \pm 0.02$, o que indica que não existe uma evolução temporal da fração do gás e que os valores de γ_0 e γ_1 concordam com as simulações hidrodinâmicas. A área tracejada em ambos os gráficos indica resultados de simulações: $\gamma_0 = 0.81 \pm 0.06$ e $0.02 \leq \gamma_1 \leq 0.07$ [126].

Os resultados obtidos neste trabalho concordam com os resultados obtidos por Holanda R. F. L. (2018) [103] tanto para os dados provenientes do Planck, que estão em completa aceitação com as simulações hidrodinâmicas, quanto para os resultados obtidos a partir do modelo- β duplo esférico isotérmico (vide LaRoque et al. (2006) [128] e Bonamente et al. (2006) [129]), que indicam uma evolução temporal no parâmetro de depleção γ_1 . Para as amostras de aglomerados de galáxias de De Filipis et al. (2005) [130], os resultados também concordaram com as simulações hidrodinâmicas. Uma possível explicação para esta discrepância de resultados é o fato das distâncias de diâmetro angular obtidas pela técnica ESZ/raios-X serem muito sensíveis, além de termos considerado a hipótese de esfericidade que, vale salientar, têm sido severamente questionada nos últimos anos.

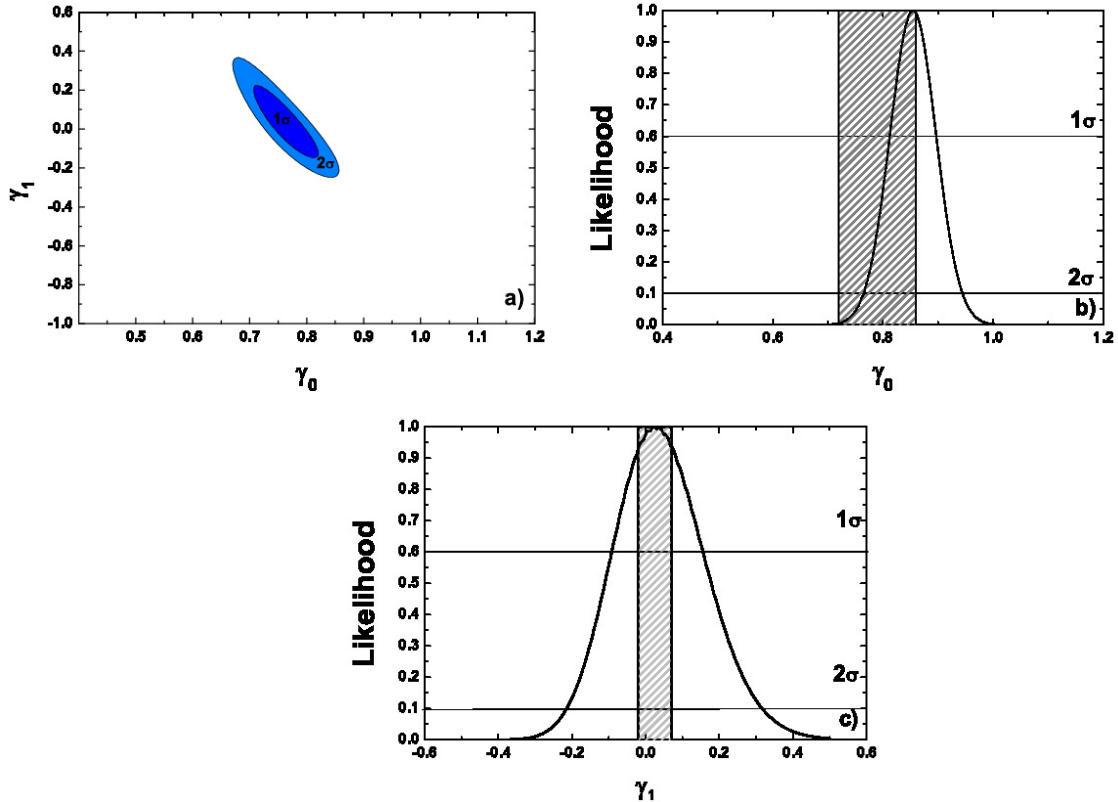


Figura 5.2: Restrições na possível evolução temporal de $\gamma(z)$ onde $\gamma(z) = \gamma_0(1 + \gamma_1 z)$ utilizando medidas de f_{gas} com cut model e D_A pelo modelo Λ CDM a partir dos dados do Planck. Em (a) é mostrado o plano (γ_0, γ_1) . As figuras (b) e (c) mostram as probabilidades de γ_0 e γ_1 respectivamente.

Capítulo 6

Conclusões

A partir do uso dos dados de 38 aglomerados galácticos aliado a um novo método proposto por Holanda, R. F. L. (2018) [103] para estimar o parâmetro de depleção, pudemos verificar a validade dos seus resultados. Primeiro consideramos um conjunto de amostras de 38 dados para f_{gas}^{x-ray} e distância de diâmetro angular, com o *cut model* ($r < 100 \text{ Kpc}$), para galáxias onde o modelo- β isotérmico foi utilizado na modelagem. Uma possível evolução temporal foi parametrizada por $\gamma(z) = \gamma_0(1 + \gamma_1 z)$. Os resultados encontrados mostraram que o valor para γ_0 está em total acordo com as mais recentes simulações hidrodinâmicas (Planelles et al. 2013 [126]; Battaglia et al. 2013[125]). Por outro lado, obtivemos o valor $\gamma_1 = -0.85 \pm 0.25$ em 1σ indicando uma evolução temporal para o parâmetro de depleção.

Também consideramos as distâncias de diâmetro angular para o modelo Λ CDM plano restringido pelas observações da RCF do Planck (Ade et al. 2015 [132]). Neste caso, a evolução temporal da fração de gás foi insignificante e os valores para γ_0 e γ_1 corroboram com as simulações hidrodinâmicas cosmológicas. Uma possível explicação para esta discrepância é o fato das distâncias de diâmetro angular obtidas pela técnica ESZ/raios-x serem muito sensíveis, além de termos considerado a hipótese de esfericidade.

Podemos concluir que $\gamma(z)$ é, de fato, uma característica inerente dessas estruturas. A variação do perfil de densidade através do *cut model* ($r < 100 \text{ Kpc}$) no centro dos aglomerados de galáxias a partir dos dados do Planck não afetou a qualidade das medidas da fração de massa do gás nas amostras de LaRoque et al. (2006) [128] e Bonamente et al. (2006) [129] e pudemos validar os resultados já obtidos por Holanda, R. F. L. (2018) [103] através de outras análises, no que diz respeito a um diferente perfil morfológico e de densidade.

Referências Bibliográficas

- [1] Riess, A. G. et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant. *The Astronomical Journal*, 116(3):1009-1038, (1998).
- [2] Perlmutter, S. et al. Measurements of omega and lambda from 42 high-redshift supernovae. *The Astrophysical Journal*, 517(2):565-586, (1999).
- [3] Komatsu, E. et al. Seven-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations: Cosmological interpretation. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 192(2):18, (2011).
- [4] Glazebrook, K. & Blake, C. Measuring the cosmic evolution of dark energy with baryonic oscillations in the galaxy power spectrum. *The Astrophysical Journal*, 631(1):1-20, (2005).
- [5] Weinberg, S. Cosmology. Oxford University Press, (2008).
- [6] Gott, J. R. III et al. An unbound universe. *The Astrophysical Journal*, 194:543–553, (1974).
- [7] White, S. D. M et al. The baryon content of galaxy clusters: a challenge to cosmological orthodoxy. *Nature*, 366:429–433, (1993).
- [8] Henry, J. P. A Measurement of the Density Parameter Derived from the Evolution of Cluster X-Ray Temperatures. *The Astrophysical Journal*, 489:L1-L5, (1997).
- [9] Bahcall, N. A. Cosmology with clusters of galaxies. *Physica Scripta Volume T*, 85:32, astro-ph/9901076, (2000).
- [10] Longair, M. Galaxy Formation. 2nd edition, Springer Science & Business Media, (2007).
- [11] Seife, Charles. Alfa e Ômega a busca pelo início e o fim do universo. EDT. ROCCO LTD, (2003).

- [12] Newton, I. *Philosophiae naturalis principia mathematica*. G. Brookman, vol. 1, (1833).
- [13] Moore, S. Meeting contribution: In the footsteps of Tycho Brahe and Ole Rommer, *Journal of the British Astronomical Association*, 109(3):162-163, (1999).
- [14] Bonometto, S. *Modern cosmology*, IOP Publishing Ltd, (2002).
- [15] Hubble, E. P. Extragalactic nebulae., *Astrophysical Journal*, 64, 321-369, (1926).
- [16] Hubble, E. A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 15(3):168-173, (1929).
- [17] Mukhanov, V. *Physical Foundations of Cosmology*. Cambridge University Press, (2006).
- [18] Ryden, B. *Introduction to Cosmology*. 1a edição, Cambridge University Press, (2006).
- [19] O’Raifeartaigh, C. et al. Einstein's 1917 Static Model of the Universe: A Centennial Review. *The European Physical Journal H*, 42(3):431- 474, (2017).
- [20] Schneider, P. *Extragalactic Astronomy and Cosmology, An Introduction*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, (2006).
- [21] Oliveira-Filho, K. S., Saraiva, M. F. O. *Astronomia e Astrofísica*. 2ª edição, Editora: Livraria da Física, São Paulo, (2004).
- [22] De Sitter, W. Einstein’s theory of gravitation and its astronomical consequences. Third paper. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 78:3-28, (1917).
- [23] Friedmann, A. Über die Krümmung des Raumes. *Zeitschrift für Physik A*, 10(1):377–386, (1922).
- [24] Friedmann, A. Über die Möglichkeit einer Welt mit konstanter negativer Krümmung des Raumes, *Zeitschrift für Physik A*, 21(1): 326-332, (1924).

- [25] Lemaître, G. Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques. *In Annales de la Société scientifique de Bruxelles*, 47:49-59, (1927).
- [26] Busti, V. C., Quantificando as Inhomogeneidade da Matéria com Supernovas e Gamma-Ray Bursts, 2009, Dissertação (Mestrado em Astronomia) - Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, São Paulo, (2009).
- [27] Alpher, R. A., Bethe, H., & Gamow, G. The origin of chemical elements. *Physical Review*, 73(7): 803, (1948).
- [28] Alpher, R. A., Herman, R., Gamow, G. A. Thermonuclear Reactions in the Expanding Universe. *Physical Review*, 74:1198-1199, (1948).
- [29] Gamow, G. The Evolution of the Universe. *Nature*, 162:680-682, (1948).
- [30] Ralph A. Alpher & Robert C. Herman. On the Relative Abundance of the Elements. *Physical Review*. 74:1737-1742, (1948).
- [31] Penzias, A. A. & Wilson, R. W. A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s. *The Astrophysical Journal*, 142:419-421, (1965).
- [32] Zwicky, F. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae. *The Astrophysical Journal*, 86: 217, (1937).
- [33] Rubin, V. C., Ford Jr, W. K. & Thonnard, N. Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605= $R = 4\text{kpc}$ to UGC 2885= $R = 122\text{kpc}$. *The Astrophysical Journal*, 238:471-487, (1980).
- [34] Riess, A. G. et al. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *The Astronomical Journal*, 116(3):1009-1038, (1998).

- [35] Perlmutter, S. et al. Measurements of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae. *The Astrophysical Journal*, 517(2):565-586, (1999).
- [36] Dantas, M. A. et al. Current lookback timeredshift bounds on dark energy. *Phys. Lett. B*, 679:423-427, [arXiv:0901.2327v2 [astro-ph.CO]], (2009).
- [37] Holanda, R. F. L., Análogos clássicos para cosmologias relativísticas aceleradas: uma abordagem lagrangiana, 2007. Dissertação (Mestrado em Astronomia) - Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, São Paulo, (2007).
- [38] Einstein, A., 1905. On the electrodynamics of moving bodies. *Annalen der Physik*, 322(10):891–921, (1905).
- [39] Nussenzveig, H. M., Curso de Física Básica. Vol. 4, 2a edição, Edgard Blucher Ltda, (2014).
- [40] Griffiths, D. J. Introduction To Electrodynamics. 3th edition, Prentice-Hall, Inc. (1999).
- [41] Tipler, P. A., Llewellyn, R. A., Física Moderna. 5th edition, Rio de Janeiro, LTC, (2010).
- [42] Gazzinelli, R., Teoria da Relatividade Especial. 1a edição, Editora Edgard Blücher, Belo Horizonte - MG, (2004).
- [43] Rossi, B.; Hall, D. B. "Variation of the Rate of Decay of Mesotrons with Momentum". *Physical Review*. 59(3): 223–228, (1941).
- [44] Karttunen, H., Kröger, Poutanen, M. and Donner, K. J., Fundamental Astronomy, 5th Edition, Springer, (2007).
- [45] Islam, J. An Introduction to Mathematical Cosmology. 2nd edition, Cambridge University Press, (2001).

- [46] Combes, F., Boissé, P., Mazure, A., Blanchard, A. Galaxies and Cosmology. 2nd Edition. A&A Library, (2001).
- [47] Neto B. L. G. Astronomia extragaláctica: notas de aula. Universidade de São Paulo, (2009).
- [48] Voit, G. M. Tracing cosmic evolution with clusters of galaxies. *Reviews of Modern Physics*, 77:207–258, astro-ph/0410173, (2005).
- [49] Abell, G. O. The Distribution of rich clusters of galaxies. *Astrophysical Journal Supplement*, 3:211, (1958).
- [50] Schechter, P. An analytic expression for the luminosity function for galaxies. *The Astrophysical Journal*, 203:297–306, (1976).
- [51] Allen, S. W. Evrard, A. E. and Mantz, A. B. Cosmological Parameters from Observations of Galaxy Clusters. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 49:409–470, arXiv:1103.4829, (2011).
- [52] Sparke, L. S. Gallagher, J. S. Galaxies in the Universe. 2nd edition, Cambridge (2007).
- [53] Weinberg, D. H. et al. Observational Probes of Cosmic Acceleration. *Physics Reports*, 530:87–255, arXiv:1201.2434, (2013).
- [54] Mulchaey, J. S. X-ray Properties of Groups of Galaxies. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 38:289–335, astro-ph/0009379, (2000).
- [55] Sarazin, C.L. X-ray emission from clusters of galaxies. *Review of Modern Physics*, 58:1–115, (1986).
- [56] Cavaliere A., & Fusco-Femiano R. The Distribution of Hot Gas in Clusters of Galaxies. *Astronomy & Astrophysics*, 70: 677-684, (1978).

- [57] Sunyaev, R. A. & Zeldovich, Y. B. The Observations of Relic Radiation as a Test of the Nature of X-Ray Radiation from the Clusters of Galaxies. *Comments on Astrophysics and Space Physics*, 4:173, (1972).
- [58] Carlstrom, J. E. Holder, G. P. and Reese, E. D. Cosmology with the Sunyaev-Zel'dovich Effect. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 40:643–680, astro-ph/0208192, (2002).
- [59] Bartelmann, M. TOPICAL REVIEW Gravitational lensing. *Classical and Quantum Gravity*, 27(23):233001, arXiv:1010.3829, (2010).
- [60] Kravtsov, A. V. & Borgani, S. Formation of Galaxy Clusters. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 50:353–409, arXiv:1205.5556, (2012).
- [61] Binney J., Tremaine S. *Galactic Dynamics*, Princeton, NJ, Princeton University Press. (1987).
- [62] Kaastra, J. S. et al. Thermal Radiation Processes. *Space Science Reviews*, 134:155–190, 0801.1011, (2008).
- [63] Donahue, M. Origins of clusters and the intracluster medium. *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, (1998).
- [64] Sasaki, S. A New Method to Estimate Cosmological Parameters Using the Baryon Fraction of Clusters of Galaxies. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 48:L119–L122, astro-ph/9611033, (1996).
- [65] Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. *Radiative Processes in Astrophysics*. Wiley, (1979).
- [66] Lea, S. M. On the equilibrium distribution of gas in clusters of galaxies. *Astrophysical Letters*, 16:141–144, (1975).
- [67] McNamara, B. R. & Nulsen, P. E. J. Heating Hot Atmospheres with Active Galactic Nuclei. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 45:117–175, arXiv:0709.2152, (2007).

- [68] Carlberg, R. G., Yee H. K. C. & Ellingson, E. The Average Mass and Light Profiles of Galaxy Clusters. *The Astrophysical Journal*, 478:462–475, astro-ph/9512087, (1997).
- [69] Motl, P. M. et al. The Integrated Sunyaev-Zeldovich Effect as a Superior Method for Measuring the Mass of Clusters of Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 623:L63–L66, astro-ph/0502226, (2005).
- [70] Kravtsov, A. V., Vikhlinin, A. & D. Nagai. A New Robust Low-Scatter X-Ray Mass Indicator for Clusters of Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 650:128–136, astro-ph/0603205, (2006).
- [71] Fabjan, D. et al. X-ray mass proxies from hydrodynamic simulations of galaxy clusters - I. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 416:801–816, arXiv:1102.2903, (2011).
- [72] Reiprich, T. H. & Böhringer, H. The Mass Function of an X-Ray Flux-limited Sample of Galaxy Clusters. *The Astrophysical Journal*, 567:716–740, astro-ph/0111285, (2002).
- [73] Arnaud, M. et al. The universal galaxy cluster pressure profile from a representative sample of nearby systems (REXCESS) and the $Y_{\text{sz}}\text{-}M_{500}$ relation. *Astronomy and Astrophysics*, 517:A92, (2010).
- [74] da Silva, A. C. et al. Hydrodynamical simulations of the Sunyaev-Zel'dovich effect: cluster scaling relations and X-ray properties. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 348:1401–1408, astro-ph/0308074, (2004).
- [75] Nagai, D. The Impact of Galaxy Formation on the Sunyaev-Zel'dovich Effect of Galaxy Clusters. *The Astrophysical Journal*, 650:538–549, astro-ph/0512208, (2006).
- [76] Poole G. B., Babul A., McCarthy I. G., Fardal M. A., Bildfell C. J., Quinn T., Mahdavi A. The impact of Mergers on relaxed X-ray and Sunyaev - Zel'dovich properties and their scaling relations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 380(2):437-454, (2007).

- [77] Rasia E., Mazzotta P., Evrard A., Markevitch M., Dolag K., Meneghetti M. Scaling Relation in Two Situations of Extreme Mergers. *The Astrophysical Journal*, 729(1):45, (2011).
- [78] Vikhlinin, A. et al. Chandra cluster cosmology project III: Cosmological parameter constraints. *The Astrophysical Journal*, 692(2):1060, (2009).
- [79] Kaiser, N. Evolution and clustering of rich clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 222(2):323–345, (1986).
- [80] Vikhlinin, A. et al. Chandra cluster cosmology project. II. samples and x-ray data reduction. *The Astrophysical Journal*, 692(2):1033, (2009).
- [81] Hoekstra, H. A comparison of weak-lensing masses and x-ray properties of galaxy clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 379(1):317–330, (2007).
- [82] Vikhlinin, A. et al. Chandra Sample of Nearby Relaxed Galaxy Clusters: Mass, Gas Fraction, and Mass-Temperature Relation. *The Astrophysical Journal*, 640:691–709, astro-ph/0507092, (2006).
- [83] Balaguera-Antónílez, A. & Porciani, C. Counts of galaxy clusters as cosmological probes: the impact of baryonic physics, arXiv:1210.4117v3 [astro-ph.CO], (2013).
- [84] Jenkins, A. et al. The mass function of dark matter haloes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 321(2):372–384, (2001).
- [85] Press, W. H. & Schechter, P. Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation. *The Astrophysical Journal*, 187:425–438, (1974).
- [86] Chandrachani Devi, N. et al. Number counts and dynamical vacuum cosmologies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 448(1):37–41, (2015).
- [87] Sheth, R. K. and Tormen, G. Large-scale bias and the peak background split. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 308:119–126, astro-ph /9901122, (1999).

- [88] Chandrachani Devi, N., Gonzalez, J. E. & Alcaniz, J. S. Constraining thawing and freezing models with cluster number counts. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 6:055, arXiv: 1402.2590, (2014).
- [89] Campanelli, I. et al., Galaxy cluster number count data constraints on cosmological parameters. *The European Physical Journal* , 72:2218, (2012).
- [90] Chevallier, M. & Polarski, D. Accelerating Universes with Scaling Dark Matter. *International Journal of Modern Physics D*, 10:213–223, gr-qc/0009008, (2001).
- [91] Linder, E. V. Exploring the Expansion History of the Universe. *Physical Review Letters*, 90(9):091301, astro-ph/0208512, (2003).
- [92] Mantz, A. et al. The observed growth of massive galaxy clusters - I. Statistical methods and cosmological constraints. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 406:1759–1772, arXiv:0909.3098, (2010).
- [93] Campanelli, L. et al. Galaxy cluster number count data constraints on cosmological parameters. *European Physical Journal C*, 72:2218, arXiv:1110.2310, (2012).
- [94] Morandi, A. & Sun, M. Probing dark energy via galaxy cluster outskirts. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 457:3266–3284, arXiv:1601.03741, (2016).
- [95] Moresco, M. et al. Constraining the time evolution of dark energy, curvature and neutrino properties with cosmic chronometers. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. ArXiv:1604.00183, (2016).
- [96] Rapetti, D. Allen, S. W. & Weller, J. Constraining dark energy with X-ray galaxy clusters, supernovae and the cosmic microwave background. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 360:555–564, astro-ph/0409574, (2005).
- [97] Colles, M. et Al. The 2dF Galaxy Redshift Survey: spectra and redshifts. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 328: 1039-1063, (2001).

- [98] Szalay, A. S. et al. Designing and Mining Multi-Terabyte Archives: The Sloan Digital Sky Survey, Technical Report, (1999).
- [99] Percival, W. J. Large Scale Structure Observations. ArXiv e-prints, arXiv:1312.5490, (2013).
- [100] Allen, S. W. et al. Improved constraints on dark energy from Chandra X-ray observations of the largest relaxed galaxy clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 383:879–896, 0706.0033, (2008).
- [101] Pen, U. L. Measuring the universal deceleration using angular diameter distances to clusters of galaxies. *New Astronomy*, 2:309–317, astro-ph/9610090, (1997).
- [102] Mantz, A. B. et al. Cosmology and astrophysics from relaxed galaxy clusters – II. Cosmological constraints. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 440, 2077–2098, (2014).
- [103] Holanda, R. F. L. Is the non-isothermal β -model incompatible with no time evolution of galaxy cluster mass fraction? *Astroparticle Physics*, 99:1-8, (2018).
- [104] Laganá, T. F. et al. A comprehensive Picture of Baryons in Groups and Clusters of Galaxies. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 555, A66, (2013).
- [105] Lima, J. A. S., Cunha, J. V. & Alcaniz, J. S. Constraining the dark energy with galaxy cluster x-ray data. *Phys. Rev. D*, 68:023510, (2003).
- [106] Allen, S. W., Schmidt, R. W. & Fabian, A. C. Cosmological constraints from the x-ray gas mass fraction in relaxed lensing clusters observed with chandra. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 334(2):L11–L15, (2002).
- [107] Schmidt, R. W., Allen, S. W. & Fabian, A. C. Chandra observations of the galaxy cluster abell 1835. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 327(4):1057–1070, (2001).

- [108] Allen, S. W. et al. Constraints on dark energy from chandra observations of the largest relaxed galaxy clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 353(2):457–467, (2004).
- [109] Davis, T. M. et al. Scrutinizing Exotic Cosmological Models Using ESSENCE Supernova Data Combined with Other Cosmological Probes. *The Astrophysical Journal*. 666:716–725, astro-ph/0701510, (2007).
- [110] Ettori S., Tozzi P., Rosati P. Constraining the cosmological parameters with the gas mass fraction in local and $z > 0.7$ galaxy clusters. *Astronomy & Astrophysics*. 398, 879-890, (2003).
- [111] Ettori S., et al. Evolution at $z \geq 0.5$ of the X-ray properties of simulated galaxy clusters: comparison with observational constraints. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 354: 111-122, (2004).
- [112] Ettori, S., Dolag K., Borgani S., Murante G. The Baryon Fraction in Hydrodynamical Simulations of Galaxy Clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 365, Issue 3, pp 1021-1030, (2006).
- [113] Ettori S. et al. The cluster gas mass fraction as a cosmological probe: a revised study. *Astronomy & Astrophysics*, 501, 61-73, (2009).
- [114] Allen S.W., Schmidt R.W., Fabian A.C. Cosmological constraints from the X-ray gas mass fraction in relaxed lensing clusters observed with Chandra. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 334(2), L11-L15, (2002).
- [115] Allen S. W., Schmidt R. W., Ebeling H., Fabian A. C., Van Speybroeck L., Constraints on dark energy from Chandra observations of the largest relaxed galaxy clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 353(2), 457-467, arXiv:astro-ph/0405340, (2004).
- [116] Allen S. W., Rapetti D. A., Schmidt R. W., Ebeling H., Morris G., Fabian, A. C. Improved constraints on dark energy from Chandra X-ray observations of the largest relaxed

galaxy cluster. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 383(3), 879-896, arXiv:0706.0033, (2008).

[117] Gonçalves R. S., Holanda R. F. L., Alcaniz J. S., Testing the cosmoic Distance Duality with X-ray Gas Mass Fraction and Supernovae Data. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 420(1), L23-L47, (2012).

[118] Mantz A., Allen S. W., Ebeling H., Rapetti D. New constraints on dark energy from the observed growth of the most X-ray luminous galaxy cluster. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 387(3), 1179-1192, arXiv:0709.4294, (2008).

[119] Evrard A. E. The intracluster gas fraction in X-ray clusters: constraints on the clustered mass density. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 292, 289-297, (1997).

[120] Metzler C. A., Evrard A. E. A simulation of the intracluster medium with feedback from cluster galaxies. *The Astrophysical Journal*, 437(2), 564-583, arXiv:astro-ph/9309050, (1994).

[121] Bialek J. J., Evrard A. E., Mohr J. J. Effects of Preheating on X-Ray Scaling Relations in Galaxy Clusters. *The Astrophysical Journal*, 555(2), 597-612, (2001).

[122] Muanwong O., Thomas P. A., Kay S. T., Pearce F. R. The effect of cooling and preheating on the X-ray properties of clusters of galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 336(2), 527-540, (2002).

[123] Sembolini F. et al. The MUSIC of Galaxy Clusters – III. Properties, evolution and Y–M scaling relation of protoclusters of galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 440(4), 3520-3531, (2013).

[124] Young O. E., Thomas P. A., Short C. J., Pearce F. Baryon fractions in clusters of galaxies: evidence against a pre-heating model for entropy generation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 413(1), 691-704, (2011).

- [125] Battaglia N., Bond J. R., Pfrommer C., Sievers J. L. On the Cluster Physics of Sunyaev-Zel'dovich and X-ray Surveys. III. Measurement Biases and Cosmological Evolution of Gas and Stellar Mass Fractions. *The Astrophysical Journal*, 777(2), 123, (2013).
- [126] Planelles S. et al. Baryon census in hydrodynamical simulations of galaxy clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 431(2), 1487-1502, arXiv:1209.5058, (2013).
- [127] Holanda et al. Cosmological constraints on the gas depletion factor in galaxy clusters. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, (2017).
- [128] LaRoque S. J. et al. X-ray and Sunyaev-Zel'dovich Effect Measurements of the Gas Mass Fraction in Galaxy Clusters. *The Astrophysical Journal*, 652(2), 917, (2006).
- [129] Bonamente M. et al. Determination of the Cosmic Distance Scale from Sunyaev-Zel'dovich Effect and Chandra X-Ray Measurements of High-Redshift Galaxy Clusters. *The Astrophysical Journal*, 647(1), 25, (2006).
- [130] De Filippis E., Sereno M., Bautz M. W., Longo G., Measuring the Three-dimensional Structure of Galaxy Clusters. I. Application to a Sample of 25 Clusters. *The Astrophysical Journal*, 625(1), 108, (2005).
- [131] Applegate D. E et al., Cosmology and astrophysics from relaxed galaxy clusters - IV. Robustly calibrating hydrostatic masses with weak lensing. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 457(2), 1522-1534, (2016).
- [132] Ade P. A. R. et. al. Planck 2015 results XIII. Cosmological parameters. *Astronomy & Astrophysics*, 594, A13, (2016).
- [133] Itoh N., Kohyama Y., & Nozawa S. Relativistic Corrections to the Sunyaev-Zeldovich Effect for Clusters of Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 502(1), 7-15, (1998).

- [134] Nozawa S., Itoh N., & Kohyama Y. Relativistic Corrections to the Sunyaev-Zeldovich Effect for Clusters of Galaxies. II. Inclusion of Peculiar Velocities. *The Astrophysical Journal*, 508(1), 17-24, (1998).
- [135] Sarazin C. L., in “X-ray emission from clusters of galaxies” Cambridge Astrophysics Series, Cambridge University Press, (1988).
- [136] Bonamente M. et al. Markov Chain Monte Carlo Joint Analysis of Chandra X-ray Imaging Spectroscopy and Sunyaev-Zel’dovich Effect Data. *The Astrophysical Journal*, 614, 56-63, (2004).
- [137] Grego L., Carlstrom J. E., Reese E. D., Holder G. P., Holzappel W. L., Joy M. K., Mohr J. J., & Patel S. Galaxy Cluster Gas Mass Fractions from Sunyaev-Zeldovich Effect Measurements: Constraints on Ω_M . *The Astrophysical Journal*, 552(1), 2-14, (2001).